



GSI-89-08
REPORT
MARCH 1989
ISSN 0171-4546

**KORRELATION ZWISCHEN TRANSFER UND FUSION
IN SCHWERIONENKOLLISIONEN AN DER
COULOMBBARRIERE**

R. BELLWIED

(Doktorarbeit, Universität Mainz)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

Planckstr. 1 · Postfach 11 05 52 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany

**Korrelation zwischen
Transfer und Fusion
in Schwerionenkollisionen
an der Coulombbarriere**

René Bellwied



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554422_0046

Das Wesentliche bleibt für das Auge unsichtbar

Der kleine Prinz

Antoine de Saint-Exupéry

Zusammenfassung

Für die Fusion schwerer Atomkerne, deren Kernladungsprodukt $Z_1 Z_2 = 1600$ übersteigt, wurde in Experimenten an der Coulombbarriere eine dynamische Behinderung nachgewiesen. Nach Swiatecki ist diese Fusionsbehinderung eine Folge von Reibung während des Verschmelzens der beiden Kerne, also ein Phänomen, das erst bei sehr kleinen Kernabständen einsetzen sollte, *nachdem* das Zwei-Körper-System die Potentialbarriere überwunden hat. Andererseits wird von Nörenberg theoretisch vorausgesagt, daß Energieverluste durch diabatische Teilchen-Loch-Anregung bereits bei großen Kernabständen stattfinden. Im ersteren Fall sollte der fehlende Fusions-Wirkungsquerschnitt in binären Reaktionskanälen mit großem Massenaustausch wiederzufinden sein. Im letzteren Fall müßte man andererseits eine verstärkte Bevölkerung quasi-elastischer Transferkanäle erwarten, bei denen nur wenige Nukleonen zwischen den Reaktionspartnern ausgetauscht werden.

Zur Untersuchung aller binären Reaktionskanäle wurden zunächst ^{86}Kr -induzierte Reaktionen mit ^{76}Ge , ^{104}Ru und ^{130}Te ($Z_1 Z_2 = 1152$, 1584 und 1872) radiochemisch untersucht. Das bezüglich der Fusion noch unbehinderte System $\text{Kr} + \text{Ge}$ zeigt neben der Fusion nur den Transfer von wenigen Nukleonen zwischen Projektil und Target. Bei den Reaktionen mit Ru und Te (einsetzende Fusionsbehinderung) geht zwar ein gewisser Teil (etwa 20%) des fehlenden Fusionsquerschnitts in Reaktionen mit großem Massenfluß, andererseits fällt jedoch ein sprunghaftes Ansteigen des quasi-elastischen Transfers weniger Nukleonen auf, das sich in den Trend der Literaturdaten für leichtere und schwerere Systeme gut einfügt und eine scharf lokalisierte Korrelation zwischen dem Verschwinden der Fusion und dem Anwachsen des Transfers signalisiert.

Um dieses Schwellenverhalten weiter zu studieren und um zusätzliche kinematische Informationen über die binären Reaktionskanäle zu erhalten, wurden die Reaktionen $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ und $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ ($Z_1 Z_2 = 1600$ und 2000) am Magnetspektrometer der GSI vermessen. Mit dem Spektrometer ist man im Gegensatz zu den radiochemischen Experimenten in der Lage, vierfach differentielle Querschnittsverteilungen ($\frac{\partial^4 \sigma}{\partial Z \partial A \partial T \partial E \partial \Theta}$) zu bestimmen. Das sprunghafte Ansteigen des Querschnitts für quasi-elastischen Transfer an der Schwelle zur Fusionsbehinderung wird voll bestätigt, wobei aus Messungen des Energieverlustes im Ausgangskanal hervorgeht, daß (mit geringerem Gewicht) auch komplexe Transferkanäle mit erheblicher Energiedämpfung gebildet werden. Mit diesen Experimenten ist erstmals gezeigt worden, daß die dynamische Fusionsbehinderung bereits einsetzt, *bevor* die Stoßpartner die Barriere erreichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Radiochemische Untersuchungen an ^{86}Kr-induzierten Reaktionen	6
2.1	Systemauswahl und theoretische Berechnungen	6
2.2	Aufbau und Durchführung des Experiments	9
3	Ergebnisse der radiochemischen Experimente	12
3.1	Massenverteilungen	12
3.2	Messungen zum Temperaturungleichgewicht	31
3.3	Querschnittsbilanzen	36
4	Transfersystematik für mittelschwere Kernreaktionen an der Barriere	40
4.1	Motivation	40
4.2	Energie- und Q-Wert-Konversion	41
4.3	Ergebnis und Diskussion	44
5	Magnetspektrometer-Messungen an Zr-Systemen	47
5.1	Motivation und Systemauswahl	47
5.2	Experimenteller Aufbau	51
5.3	Duchführung des Experiments	54
5.4	Beschreibung der off-line-Analyseprozedur	55

6	Ergebnisse der Magnetspektrometerversuche	68
6.1	Massenverteilungen	68
6.2	Kernladungsverteilungen	72
6.3	TKE-,TKEL-Spektren	82
6.4	Verifizierung der Spaltkomponente neben dem Transfer	88
6.5	Querschnitte: Berechnung und Bilanzen	92
7	Vergleich beider Experimentreihen	104
8	Diskussion und Theorie der Transfersystematik	107
7	Literaturverzeichnis	113

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Schwerionenreaktionen an der Coulombbarriere wurden im letzten Jahrzehnt verstärkt zur Produktion neuer Elemente genutzt. An der GSI in Darmstadt ist es mit Hilfe dieser Reaktionen gelungen die Elemente 105 - 109 herzustellen [ARM 85,MUE 88]. Ziel ist es hierbei den Compoundkern, also den equilibrierten Produktkern aus Projektil und Target, möglichst 'kalt', das heißt mit wenig Anregungsenergie, zu bilden. Denn je heißer der Kern wird, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit des Auseinanderbrechens. Die Einschußenergie muß daher möglichst niedrig gewählt werden. Diese Wahl ist durch die Coulombbarriere limitiert, da unterhalb dieser Schwelle die Produktionsquerschnitte drastisch absinken. Fusion ist dann nur noch durch Tunneln durch die Barriere oder durch Fluktuation der Barriere möglich.

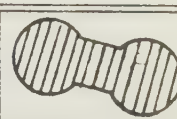
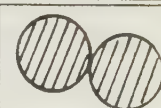
Bei der Kollision schalenstabilisierter Kerne stellt der Aufbruch dieser Konfigurationen einen endothermen Prozess dar, der maximal viel der Eingangsenergie verbraucht (z.B. das vierfach magische System $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ [OGA 75]). Hierdurch wird der Kern kalt produziert. Dieser Prozess, den man als kalte Fusion bezeichnet, führte in den letzten Jahren zur Bildung der schwersten Elemente am SHIP in Darmstadt.

Bei den Untersuchungen zur Produktion neuer Elemente zeigte sich, daß das Überschreiten der Coulombbarriere, also des Maximums der Potentialbarriere bei der Ausgangskerne (Kontaktpunkt), zur Fusion zwar notwendig aber nicht unbedingt hinreichend ist. Das heißt, der zur Bildung eines Compoundkerns zu überwindende Sattelpunkt kann bei kleineren Kernabständen als der Kontakt-

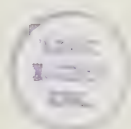
punkt lokalisiert sein. Dieser Effekt skaliert mit der Massivität des Systems und läßt sich im einfachsten Fall über das Produkt der Eingangskanalladungen $Z_1 Z_2$ beschreiben. Bei Überschreiten eines gewissen Ladungsproduktes führt demnach die zur Überwindung der Potentialbarriere angenommene Einschußenergie nicht mehr zur Fusion. Diesen Effekt nennt man dynamische Fusionsbehinderung. Die Messungen haben ergeben, daß die Schwelle etwa im Bereich $Z_1 Z_2 = 1600$ lokalisiert ist. Darunter führt der Kontakt der Kerne immer dann zur Fusion, wenn das Zweikörperpotential ein Minimum (pocket) aufweist. Eine theoretische Beschreibung des Phänomens der dynamischen Fusionsbehinderung gelang erstmals mit dem makroskopischen 'extra-push'-Modell von Swiatecki [SWI 81, BLO 86]. Dieses Modell beinhaltet als Grundlage die Evolution der Ausgangskerne entlang klassischer Trajektorien auf der mehrdimensionalen Potentialfläche. Die Kerne stehen hierbei unter dem zusätzlichen Einfluß sogenannter Wand- und Fenster-Reibung [SWI 82]. Diese Reibung, der die Kerne aufgrund ihrer Formveränderung ausgesetzt sind, dissipiert einen Großteil der Eingangsenergie, die zur Überwindung der Fusionsbarriere benötigt wurde. Das System ist somit nicht mehr in der Lage selbst energetisch niedrigliegende Sattelpunkte auf dem Weg zur Fusion zu überschreiten. Die dissipierende Kraft steigt mit zunehmender Größe des Systems an, sodaß die Einschußenergie sukzessive erhöht werden muss, um diesen Effekt zu kompensieren. Diese zusätzlich zur Barrierenüberwindung aufzubringende Energie nennt man Extra-push. Man geht davon aus, daß sich aufgrund der Reibung, die die Kerne während ihrer Formveränderung erfahren, mehrere Sattelpunkte auf dem Weg zur Fusion bilden. In dieser Theorie fällt die endgültige Entscheidung über die Fusion also erst nach Passieren der klassischen Barriere. Aufgrund drei freier Parameter: der Massenasymmetrie, der Halsöffnung und dem Abstand lassen sich drei Sattelpunkte berechnen: der Kontaktpunkt, der bedingte Sattel und der unbedingte Sattel. Den daraus entstehenden Wechselwirkungsregionen lassen sich spezifische Reaktionskanäle zuordnen.

So kommt es bei peripheren Stößen zum quasielastischen Transfer [GLE 83], zwischen Kontaktpunkt und bedingtem Sattel zu tiefinelastischen Reaktionen [FRE 84], zwischen bedingtem und unbedingtem Sattel zu Quasi-Spaltung [BAC 85] und erst nach dem Überwinden des unbedingten Sattels zu Compoundkernbildung. Je nach Anregung kann dieser Compoundkern Verdampfungsrest-

kerne bilden oder der sogenannten wahren Fusionsspaltung unterliegen. All diese Reaktionskanäle weisen charakteristische Merkmale auf. Die Unterschiede sind, da sie für diese Arbeit äußerst relevant sind, in der folgenden Tabelle kurz skizziert.

Hierarchie der Schwerionreaktionen		
Reaktionstyp	Charakteristika	Darstellung
Verdampfungsrestkerne	fusionierter Compoundkern (CN) vollständige Equilibrierung	
Fusionsspaltung	symmetrische Massenaufteilung isotrope Winkelverteilung maximale Energiedämpfung	
unbedingter Sattel		
Quasi-Spaltung	annähernd symmetr. Massenaufteilung nichtisotrope Winkelverteilung maximale Energiedämpfung	
bedingter Sattel		
Tiefinelastische Reaktionen	viel Nukleonenaustausch breit gepeakte Winkelverteilung mittlere - hohe Energiedämpfung	
Kontaktpunkt		
Quasielastische Reaktionen	wenig Nukleonenaustausch schmal gepeakte Winkelverteilung niedrige Energiedämpfung	
Elastische Reaktionen	kein Nukleonenaustausch Streuung unter Trajektorienenerhaltung keine Energiedämpfung	

Die makroskopische Studie von Swiatecki und die damit verbundene grobe Unterteilung in verschiedene Reaktionskanäle, wurde in den letzten Jahren durch mikroskopische Effekte, die beispielsweise auf den Einfluß der Kernstruktur zurückzuführen sind, zumindestens im Detail in Frage gestellt. Insbesondere die Bedeutung der Valenznukleonen für das Fusionsverhalten, z.B. im Falle der Isotopenreihe $^{90,92,94,96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$, bewies, daß die Skalierung von Swiatecki zu grob ist. Die Experimente zeigten, daß durch Hinzufügen von sechs Neutronen zum doppelt magischen ^{90}Zr die Fusionsbarriere um 5 MeV erhöht wird [KEL 86]. Das Subbarrieren-



verhalten der Fusionsquerschnitte und seine starke Korrelation mit der Anzahl der Valenzneutronen wurde auch in anderen Systemen beobachtet [BEC 85, REI 86]. Eine diesen Experimenten folgende systematische Studie des Fusionsverhaltens mehrerer Isotopenketten nahe der Schwelle zur Fusionsbehinderung [QUI 88] bewies, daß der einsetzende Effekt nicht makroskopisch parametrisiert werden kann. Es zeigte sich darüberhinaus, daß der mikroskopische Einfluß innerhalb der Isotopenketten dem makroskopischen Trend entgegenläuft.

Ziel der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente war es, das Verhalten aller binären Reaktionskanäle während des Einsetzens der Fusionsbehinderung zu untersuchen. Durch die Behinderung kommt es zu einem Defizit im Fusionsquerschnitt, der in anderen Kanälen wieder auftauchen muß, da die Bilanz aller Bildungsquerschnitte, also der Reaktionsquerschnitt, lediglich mit der Größe des Systems skaliert und demnach von der Verschiebung der Fusionsschwelle unabhängig sein sollte. Es stellt sich daher die Frage, welche Reaktionskanäle durch den fehlenden Fusionsquerschnitt verstärkt populiert werden würden. Theoretische Überlegungen, basierend auf dem Ansatz, daß das Eingangssystem die klassische Barriere bereits überwunden hat, lassen den Schluß zu, daß ein dinuklearer Zwischenzustand für eine gewisse Kontaktzeit existiert hat. In der Hierarchie der Schwerionenreaktionen kommen also tiefinelastische Transferreaktionen oder Quasi-Spaltung als Ausgangskanäle in Frage. In sehr schweren, spaltenden Systemen wurde diese Annahme bereits bestätigt [GRE 82, BOC 82, TOK 85]. Hierbei kann es aber aufgrund der fehlenden liquid-drop-Barriere nie zur Ausbildung eines Compoundkernzustandes kommen. In dieser Arbeit ging es nun darum, möglichst symmetrische Systeme nahe an der Schwelle zur Fusionsbehinderung zu messen. Für derartige Eingangskanäle kann man davon ausgehen, daß ein entstehender Produktkern eine noch wohldefinierte makroskopische Spaltbarriere besitzt. Somit sollten auch in diesen Fällen verstärkt Kanäle, die aus einem großen Massenfluß resultieren, bevölkert werden.

Zur Bestimmung aller möglichen Reaktionen wurden integrale Massenverteilungen in Schwerionensystemen nahe der Schwelle zur Fusionsbehinderung gemessen. Diese Massenverteilungen sollten alle Reaktionskanäle mit möglichst optimaler Ladungs-(Z-) und Massen-(A-)auflösung beinhalten. Als Methode

wurde zunächst die radiochemische Trennung eines entstehenden Produktgemisches gewählt, da hierdurch eine optimale Z- und A-Auflösung gewährleistet werden kann. Denn jedes detektierbare Isotop kann bis hinunter in den μb -Bereich mittels γ -offline Messungen, anschließend an die chemische Fraktionierung, nachgewiesen werden.

Ein zweiter Experimentblock physikalischer Natur, durchgeführt am Magnet-spektrometer der GSI, diene dann zur Verifizierung des im radiochemischen Experiment nachgewiesenen Effektes und zur zusätzlichen Bestimmung kinematischer Informationen, die durch die γ -Messung nicht zugänglich sind.

Kapitel 2

Radiochemische Untersuchungen an ^{86}Kr -induzierten Reaktionen

2.1 Systemauswahl und theoretische Berechnungen

Es wurden Experimente an drei Systemen durchgeführt, die den aus Messungen resultierenden Bereich [REI 85] der einsetzenden Fusionsbehinderung möglichst genau begrenzen sollten. Die entstehenden Transfer- und Spaltprodukte sollten gut γ -spektroskopisch nachzuweisen sein. Die Wahl der Targets fiel daher auf sehr neutronenreiche Isotope, die von instabilen β -Strahlern umgeben sind. Als Strahl wurde ^{86}Kr eingesetzt, das mit hoher Intensität sehr isotonenrein verfügbar ist. Die Targets bestanden aus ^{76}Ge (Isotopenreinheit $\geq 99.5\%$), ^{104}Ru (98.2%) und ^{130}Te (99.3%). Dies entspricht einem Z-Produkt von 1152, 1584 und 1872. Die Ge-Targets wurden am Massenseparator hergestellt. Sie weisen die höchste Reinheit auf. Die Verunreinigungen sind lediglich im ^{104}Ru nicht vernachlässigbar. Hierbei kam dem Experiment jedoch zugute, daß mit dem ^{100}Ru ein Isotop die Hauptkontamination darstellte, dessen Population durch Transfer aus der eigentlichen Reaktion $^{86}\text{Kr} + ^{104}\text{Ru}$ vernachlässigbar ist und demnach gut separierbar sein sollte. Das bedeutet, daß der gesamte Bildungsquerschnitt für das ^{100}Ru der elastischen Streuung der Kontamination zugeordnet wird. Daraus läßt sich dann die Verunreinigung aller wahren Transferkanäle berechnen. Dies garantiert eine einwandfreie Detektion speziell der Transferkanäle, die bei Kontaminationen mit anderen Isotopen gleicher Ladung nicht gegeben wäre.

Die Grundzustands-Q-Wert-Matrizen aller drei Systeme sind vergleichbar. (siehe Kap.3.1). Somit kann ein Effekt in den Transferkanälen aufgrund energetisch bevorzugter Kanäle ausgeschlossen werden. Unterschiede im Transferquerschnitt sollten dann auf die einsetzende Behinderung des Fusionskanals zurückzuführen sein. In den Systemen Kr+Ge und Kr+Ru war der Fusionskanal bereits experimentell bestimmt worden [REI 85,SCL 84]. Aus den Verdampfungsrestkernquerschnitten konnte der Extrapush berechnet werden. Er betrug für Kr+Ge 0 MeV, das heißt, daß dieses System unbehindert ist. Im Kr+Ru-System zeigte sich eine Isotopieabhängigkeit des Extrapush von 0 bis 5 MeV mit zunehmender Valenzneutronenzahl. Dies zeigt, daß man mit diesem System exakt die Schwelle definieren kann, wobei in diesem Bereich der Effekt durch mikroskopische Einflüsse dominiert wird. Für das schwerste System liegen noch keine Fusionsdaten vor, aber Experimente zwischen vergleichbaren Stoßpartnern ($^{86}\text{Kr}+^{123}\text{Sb}$, $^{96}\text{Zr}+^{124}\text{Sn}$) haben gezeigt, daß diese Systeme bereits massiv behindert sind, und in diesem Z_1Z_2 -Bereich mit einem Extrapush von etwa 25 MeV zu rechnen ist [SAH 85].

Zur Bestimmung der optimalen Einschußenergie für die vorliegenden Untersuchungen, wurden die aus diesen Messungen resultierenden Extrapushparameter herangezogen. Hiermit konnten die zu erwartenden Fusionsquerschnitte mit und ohne Behinderung mit Hilfe des Programms FUSEX [REI 84] berechnet werden. Dieses Programm geht von einer WKB-Rechnung zur Beschreibung der Barrierendurchdringung aus. Hierbei gilt für den Querschnitt

$$\sigma = \pi \lambda^2 \cdot \sum (2l + 1) T_l \quad (2.1)$$

Entscheidend zur Berechnung der Absorptionswahrscheinlichkeit T_l ist, daß die Barrierenfluktuation als freier Parameter eingesetzt wird.

Die nominelle Barriere ergibt sich aus dem Bass-Modell [BAS 80]. Als Einschußenergie sollte ein Wert nahe dieser klassischen Fusionsbarriere gewählt werden, da dort der Compoundkern kalt gebildet wird und somit der Prozess der Spaltung aufgrund hoher Anregung weniger wahrscheinlich wird. Der Fusions-spaltquerschnitt sollte also gegenüber dem Transferquerschnitt vernachlässigbar sein, um Probleme bei der Zuordnung einzelner Reaktionskanäle zu vermeiden.

Der als Einschußenergie resultierende Wert liegt demnach dort, wo der fehlende Fusionsquerschnitt groß und die Bevölkerung hoher Partialwellen gering

ist. Details dieser Rechnungen zu allen drei Systemen sind meiner Diplomarbeit [BEL 84] zu entnehmen. Neuere Abschätzungen unter Berücksichtigung eines realistischeren Potentials ergaben für das System Kr+Te ein Fusionsdefizit von rund 120 mb bei der gewählten Energie. Alle resultierenden Werte sind in Tab.2.1 aufgelistet. Da im Kr+Ge-System nicht mit einer Behinderung zu rechnen war, wurde die Einschußenergie in diesem Fall so gewählt, daß sich das E/B-Verhältnis in allen drei Systemen annähernd entsprach und somit die Bildungsquerschnitte verglichen werden konnten.

Defizit und Energiebestimmung			
Reaktion	FUSEX a	E_{lab} [MeV]	Defizit [mb]
$^{86}Kr \rightarrow ^{76}Ge$	8/12	276	0
$^{86}Kr \rightarrow ^{104}Ru$	8/12	320	20 ± 5
$^{86}Kr \rightarrow ^{130}Te$	8/12	340	120 ± 30

Tabelle 2.1: FUSEX-Berechnung des zu erwartenden Fusionsdefizits und die daraus folgende Einschußenergie. Der Parameter a gibt die Steigung des Extrapushs mit wachsendem Z-Produkt an. $a=8$ ist der Wert aus den Verdampfungsrestkernmessungen; $a=12$ folgt aus der symmetrischen Fragmentation. Dort, wo die Differenz beider Anregungsfunktionen am größten ist, liegt die optimale Einschußenergie (siehe [BEL 84]).

2.2 Aufbau und Durchführung des Experiments

Die Bestrahlungen wurden am UNILAC-Beschleuniger der GSI durchgeführt. 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{76}Ge -, 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{104}Ru - und 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{130}Te -Targets, jeweils mit 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ C beschichtet, wurden mit einem 3.22 MeV/u, 3.64 MeV/u und 3.96 MeV/u ^{86}Kr -Strahl beschossen. Die exakte Einschußenergie ließ sich mittels einer Flugzeitmessung bestimmen. Der Strahlstrom wurde durch Messung der in einem Faradaycup hinter der Messanordnung gesammelten Ionenladungen definiert. Diese Messung korreliert mit den Werten aus der Rutherfordstreuung innerhalb eines Fehlers von 5%. Die Streuung wurde mittels eines Si-Sperrschichtdetektors, der im 40° -Laborwinkel zur Strahlachse angeordnet war, bestimmt.

Aufgrund des niedrigen Schmelzpunktes von Tellur wurde in diesem speziellen Experiment ein rotierendes Targetrad verwendet. Targetrad bzw. feststehendes Target wurden in eine Streudose integriert, die vollständig mit Cu-Folie ($18 \text{ mg}/\text{cm}^2$) ausgekleidet war. Dies gewährleistet eine Messung in vollständiger 4π -Geometrie. Alle Reaktionsprodukte wurden im Catcher gestoppt. Die Cu-Folie wurde nach Bestrahlung ausgebaut und einem eigens entwickelten chemischen Trennungsgang unterworfen. Ziel war es Fraktionen mit nicht mehr als drei Elementen Inhalt zu separieren. Somit konnte eine hohe Empfindlichkeit beim Nachweis selbst sehr geringer γ -Aktivitäten gewährleistet werden. Details dieses Trennungsganges und des gesamten experimentellen Aufbaus sind in meiner Diplomarbeit beschrieben. Letztendlich führten die Trennungen zu folgenden Fraktionen:

(J,Br), (Nb,Ag), (Rb,Cs), (Ge), (Sb,Ga,Fe), (In,Sn,As), (Se,Te,Pd), (Zr,Y,seltene Erde), (Ca,Sr,Ba).

Die chemische Ausbeute lag zwischen 35% und 96%. Die Dauer des gesamten Trennungsgangs, also die Zeit von Bestrahlungsende bis zur Carbonatfraktion, betrug etwa 2 Stunden.

Zur quantitativen Analyse wurden vier verschiedene Methoden herangezogen: die Gravimetrie (Br, J), die Aktivierungsanalyse (Mo), die Zugabe von bekannten Tracermengen (Ag, Tc, Nb, Sb) und die Röntgenfluoreszenzanalyse (Cd, Zn, Cs, In, Ge, Ba, Sr, Ga, Pd, As, Y, Ru, Rh, Fe, Rb, Te, Se, Zr, Ca). Insbesondere die

RFA erwies sich als trennscharfe und nachweisempfindliche Methode. Details sind in [BEL 84] skizziert.

Die einzelnen Chemiefractionen wurden sukzessiv in Meßzeiten von 15 min bis zu 4 d vor 12 γ -Detektoren (Ge(Li)-Halbleiterdetektoren) vermessen. Alle Proben lagen jeweils in fester Form und mit vergleichbarer Geometrie vor. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren betrug zwischen 11.2% und 40% bei 1332 keV. Die Auflösungshalbwertsbreite der 1332 keV-Linie lag zwischen 1.85 und 5.4 keV.

Die Datenerfassung wurde mit einem kommerziellen, vollautomatischen Multi-User-System durchgeführt (ND6600). Die aufgenommenen Spektren dienten als Eingabe für ein Programmpaket, das in Fig.2.1 schematisch dargestellt ist [GUN 71,POI 78].

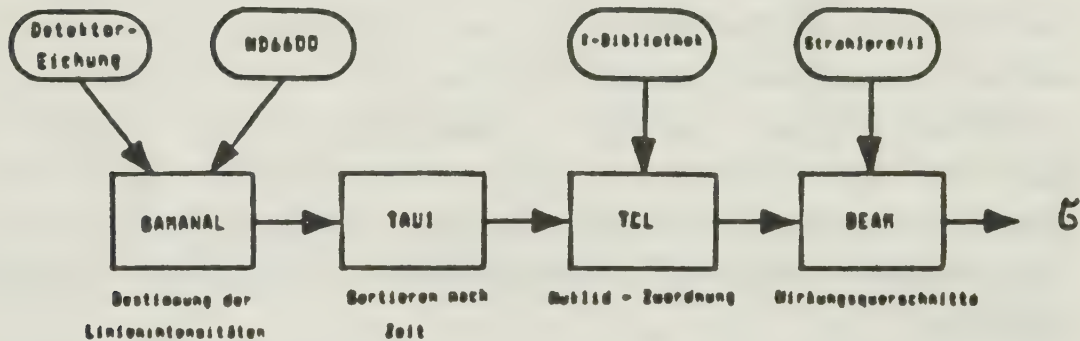


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Programmfolge zur γ -Spektrenauswertung.

Im ersten Schritt (GAMANAL) werden an die Linien des gemessenen Spektrums, aufgrund einer Kanal-Energie-Eichung, Fitfunktionen angepasst. Im zweiten Schritt (TAU1) werden für einzelne γ -Übergänge mit definierter Energie Zerfallskurven aus zeitlich korrelierten Spektren extrahiert. Im dritten Schritt (TCL) wird mit Hilfe einer eingelesenen γ -Bibliothek jeder Zerfallskurve ein bestimmtes Nuklid zugeordnet. Für den vierten und letzten Schritt (BEAM) benötigt man den Ausgabefile des TCL, die Targetdicke und das Strahlprofil. Das Strahlprofil ist die zeitliche Verteilung der Intensität der einfallenden Teilchen während der Bestrahlung. Aus diesen Eingaben berechnet das Programm zunächst die Stromdichte und anschließend den Wirkungsquerschnitt der Sekundärverteilung für jedes einzelne Nuklid. Details des gesamten Programmpaketes sind wiederum in [BEL 84] nachzuschlagen.

Kapitel 3

Ergebnisse der radiochemischen Experimente

3.1 Massenverteilungen

Aus der Auswertung mit den in Abb.2.1 dargestellten Programmen ergaben sich die absoluten Wirkungsquerschnitte aller γ -spektroskopisch erfassbaren Kanäle. Im folgenden soll an den beiden begrenzenden Beispielen Kr+Ge und Kr+Te die Entwicklung bis zur resultierenden Massenverteilung demonstriert werden. Abb.3.1. und 3.2. zeigen die Nuklidverteilungen der gemessenen Isotope, wobei sich die Größe des skizzierten Quadrates nach der Größenordnung des Querschnittes richtet.

Die folgenden Tabellen zeigen die gesamten gemessenen Querschnitte aller drei Reaktionen. Der jeweilige Fehler setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Generell geht zum einen ein statistischer Fehler ein, der im Mittel etwa 3% beträgt. Dieser Fehler muß mit Apparatur- bzw. Experimentfehlern (Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren, chemische Ausbeute, Strahlintensität etc.) addiert werden. Diese systematischen Fehler liegen alle jeweils etwa im 5%-Bereich. Aus der Fehlerfortpflanzung ergibt sich somit ein Fehler im Wirkungsquerschnitt von im Mittel $\pm 15\%$. Individuelle Schwankungen wurden für jedes Isotop einzeln berechnet.



Abbildung 3.1: Nuklidverteilung im System $^{86}\text{Kr} + ^{76}\text{Ge}$. Die Größe der Quadrate gibt die Größenordnung des jeweiligen Querschnitts an, d.h. bei 4 verschiedenen Quadratgrößen variiert der Querschnitt um 4 Größenordnungen. Die geschlossenen Quadrate geben die Meßpunkte an, die offenen Quadrate zeigen die Kanäle, die sich durch die beschriebene Systematik ergeben.

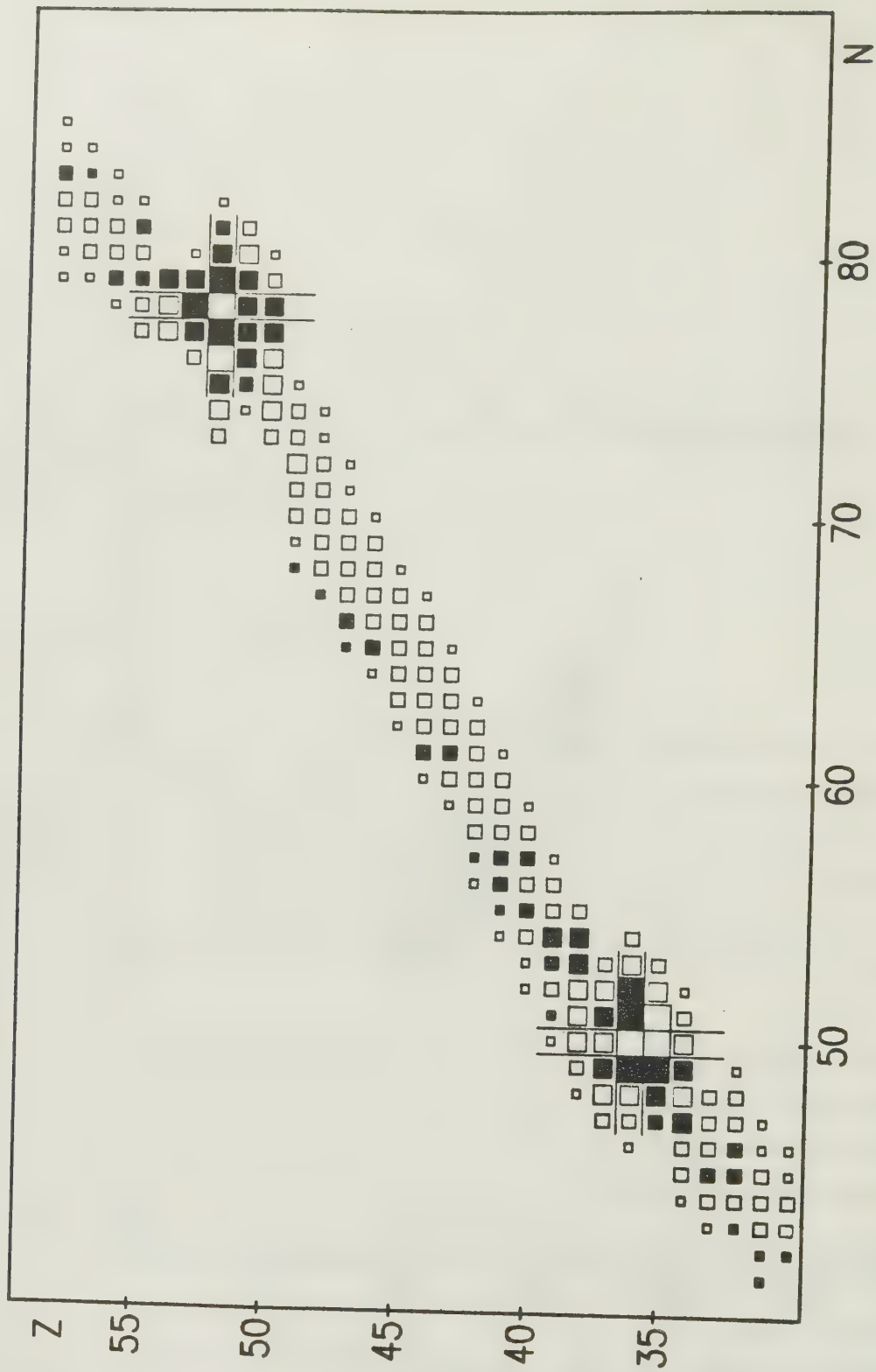


Abbildung 3.2: Nuklidverteilung im System $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Te}$. Die Größe der Quadrate gibt die Größenordnung des jeweiligen Querschnitts an.

Querschnitte in μb					
Element	σ	Element	σ	Element	σ
^{71}Zn	150 ± 35	^{78}Ge	2230 ± 400	^{85}Kr	4500 ± 1000
^{72}Zn	200 ± 100	^{76}As	220 ± 100	^{87}Kr	5000 ± 800
^{73}Ga	1480 ± 500	^{77}As	300 ± 100	^{88}Kr	1900 ± 500
^{74}Ga	2220 ± 400	^{78}As	270 ± 50	^{87}Sr	10 ± 10
^{75}Ge	5400 ± 500	^{82}Br	10 ± 10	^{91}Sr	160 ± 100
^{77}Ge	3850 ± 600	^{84}Br	220 ± 70	^{92}Sr	180 ± 50

Tabelle 3.1: Querschnitte im System $^{86}\text{Kr} + ^{76}\text{Ge}$

Querschnitte in μb					
Element	σ	Element	σ	Element	σ
^{81}Se	420 ± 50	^{92}Sr	1400 ± 600	^{98}Nb	800 ± 300
^{84}Se	245 ± 40	^{90}Y	770 ± 100	^{99}Mo	2300 ± 250
^{82}Br	3340 ± 500	^{91}Y	1380 ± 200	^{101}Mo	1600 ± 300
^{84}Br	1820 ± 250	^{92}Y	800 ± 300	^{103}Tc	3500 ± 1000
^{85}Kr	11500 ± 1000	^{93}Y	300 ± 200	^{103}Ru	21000 ± 2000
^{87}Kr	14300 ± 1000	^{94}Y	20 ± 10	^{105}Ru	9500 ± 1000
^{88}Kr	4000 ± 800	^{95}Zr	1200 ± 400	^{105}Rh	5000 ± 800
^{88}Rb	2400 ± 400	^{97}Zr	80 ± 50	^{106}Rh	2500 ± 700
^{89}Rb	3975 ± 500	^{96}Nb	1000 ± 200	^{107}Rh	700 ± 300
^{91}Sr	2200 ± 800	^{97}Nb	1550 ± 200	^{111}Pd	100 ± 100

Tabelle 3.2: Querschnitte im System $^{86}\text{Kr} + ^{104}\text{Ru}$

Querschnitte in μb					
Element	σ	Element	σ	Element	σ
^{72}Zn	30 ± 30	^{93}Y	1100 ± 300	^{129}Sb	1900 ± 200
^{72}Ga	15 ± 7	^{95}Zr	600 ± 100	^{130}Sb	20 ± 10
^{73}Ga	150 ± 80	^{97}Zr	500 ± 80	^{127}Te	300 ± 200
^{75}Ge	200 ± 100	^{96}Nb	50 ± 10	^{129}Te	64900 ± 3000
^{77}Ge	200 ± 50	^{97}Nb	400 ± 60	^{131}Te	7900 ± 500
^{78}Ge	350 ± 50	^{98}Nb	650 ± 100	^{132}Te	2300 ± 900
^{78}As	400 ± 100	^{99}Mo	100 ± 100	^{133}Te	300 ± 200
^{81}Se	2000 ± 250	^{99}Tc	30 ± 50	^{134}Te	100 ± 70
^{83}Se	3000 ± 300	^{104}Tc	500 ± 200	^{126}J	200 ± 100
^{82}Br	500 ± 60	^{105}Ru	400 ± 300	^{128}J	900 ± 100
^{83}Br	7000 ± 1000	^{105}Rh	5 ± 10	^{130}J	3600 ± 200
^{84}Br	16700 ± 1000	$^{106\text{m}}\text{Rh}$	50 ± 100	^{131}J	29800 ± 1800
^{85}Kr	15000 ± 3000	^{107}Rh	50 ± 70	^{132}J	2500 ± 1200
^{87}Kr	70000 ± 2000	^{111}Pd	200 ± 30	^{133}J	100 ± 40
^{88}Kr	25000 ± 2500	^{112}Ag	1000 ± 1000	^{134}J	10 ± 20
^{86}Rb	600 ± 100	^{113}Ag	600 ± 100	^{133}Xe	2200 ± 300
^{88}Rb	2300 ± 800	^{115}Cd	50 ± 50	^{131}Xe	1400 ± 400
^{91}Sr	2500 ± 300	^{117}In	50 ± 40	^{135}Xe	130 ± 50
^{92}Sr	1800 ± 600	^{127}Sn	20 ± 20	^{134}Cs	400 ± 40
^{86}Y	50 ± 50	^{128}Sn	300 ± 40	^{136}Cs	100 ± 10
^{87}Y	40 ± 40	^{126}Sb	400 ± 60	^{135}Ba	180 ± 40
^{90}Y	20 ± 20	^{127}Sb	1600 ± 400	^{140}La	30 ± 20
^{91}Y	300 ± 35	^{128}Sb	100 ± 60	^{141}Ce	100 ± 50

Tabelle 3.3: Querschnitte im System $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Te}$

Aus den gemessenen Nukliden sollte nun eine Systematik für die nicht erfassten Kanäle abgeleitet werden. Der theoretische Ansatz geht hierbei davon aus, daß für ein festes Z die A -Verteilung durch klassische statistische Fluktuationen gegeben ist. Daraus folgt die Gauss-Form für eine angenommene Isotopenkurve. Es gilt:

$$P(A|z) = \frac{P(Z)}{\sqrt{2\pi\sigma_A^2|z}} \cdot \exp \left[-\frac{(A - \langle A \rangle |z)^2}{2\sigma_A^2|z} \right] \quad (3.1)$$

mit $\sigma_A^2|z$ = Varianz der Massenverteilung
 $P(Z)$ = Elementarausbeute
 $\langle A \rangle |z$ = Schwerpunkt der Massenverteilung

Zunächst muß die Varianz jeder einzelnen Massenkurve $\sigma_A^2|z$, sowie deren Schwerpunkt $\langle A \rangle |z$ bestimmt werden. Abb.3.3. zeigt, daß, wenn man die Maxima aufeinander normiert, alle gemessenen Transferquerschnitte nahezu exakt auf einer Gaußkurve mit fester Halbwertsbreite liegen.

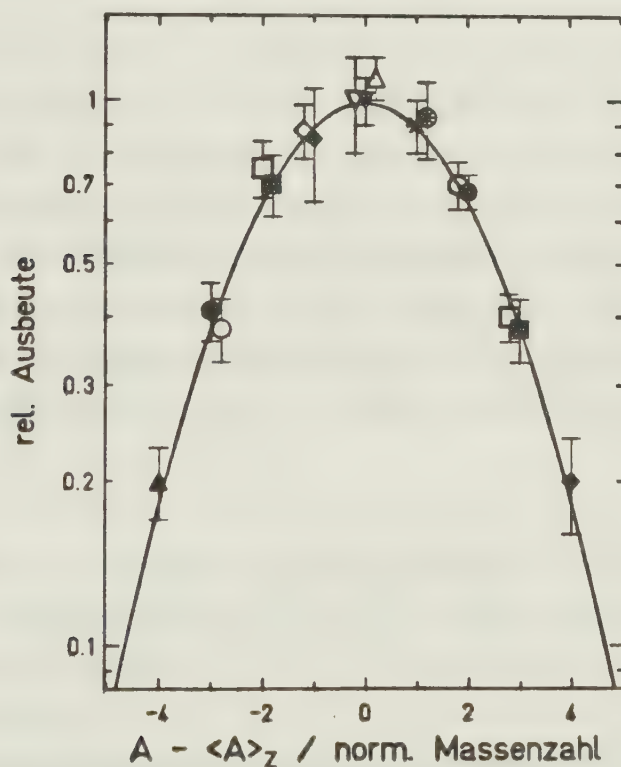


Abbildung 3.3: Normierte Massenverteilung. Die Maxima der einzelnen Isotopenverteilungen sind aufeinander normiert. Verschiedene Elemente sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet.

Aus dem Experiment ergibt sich also für die Varianz aller Isotopenkurven ein konstanter Wert. Obwohl dieser Ansatz für emittierende Spaltfragmente, also für equilibrierte Produkte, entwickelt wurde, zeigt das Experiment, daß er sich auch empirisch auf energetisch weniger gedämpfte, inelastische Transferkanäle übertragen läßt. Dies legt die Vermutung nahe, daß bereits für diese Isotopenverteilungen die Equilibrierung der Anregungsenergie und damit die Thermalisierung des Systems weit vorangeschritten ist. Lediglich sehr nahe um Projektil und Target muß die Halbwertsbreite als Fitparameter freigelassen werden. Für die Projektilähnlichen ergibt sich so eine etwas geringere Breite, während die Targetähnlichen einen deutlichen gerade-ungerade Effekt aufweisen, der nicht durch eine Gauss-Form beschrieben werden kann. Die Konsequenzen dieses speziellen Phänomens, die auf eine ungleichgewichtige Temperaturverteilung schließen lassen, werden in Kap.3.2 detailliert beschrieben.

Die Meßpunkte (Tab.3.1 - 3.3) zeigen jedoch auch, daß der Schwerpunkt nicht in allen Isotopenkurven aus dem Experiment abgeleitet werden kann. Insbesondere die symmetrischen Kanäle der schwereren Systeme ($^{86}\text{Kr} + ^{104}\text{Ru}$, ^{130}Te) sind oft nur durch ein oder zwei Isotope belegt. Eine zweifelsfreie Zuordnung des Kurvenmaximums ist in diesen Fällen nicht möglich. In einer primären Massenverteilung bestimmt sich das Maximum aus der Verteilung der Isotope auf der Potentialenergiefläche. Da mit der offline-Methode lediglich die Sekundärverteilung erfasst wird, gilt es zunächst daraus die Primärmassenverteilung zu bestimmen. Für vollständig equilibrierte Kerne, also für spaltähnliche und sonstige symmetrische Kanäle, kann man mittels einer Minimierung der potentiellen Energie die wahrscheinlichste Primärmasse ausrechnen. Das heißt, man muß die verfügbare Energie des Primärkerns bestimmen. Für symmetrische Ausgangskanäle geht als totale kinetische Energie (TKE) die Viola-Energie [VIO 66] ein. Für die Anregungsenergie gilt dann:

$$E^* = E_{cm} - \overbrace{0.107 \cdot \frac{(Z_P + Z_T)^2}{(A_P + A_T)^{0.333}}}^{E_{Viola}} + 22.2 + Q_{gg} \quad (3.2)$$

Zur endgültigen Bestimmung der Sekundärverteilung ist dann jedoch noch die

Zahl der abzdampfenden Neutronen relevant; denn die beim Kern-Kern-Stoß in das System deponierte Anregungsenergie wird durch Abdampfung wieder abgegeben. Die Anzahl der evaporierten Neutronen ergibt sich dementsprechend aus der Einschußenergie. Neutronenabdampfung ist der bevorzugte Prozess, da in diesem Fall keine Coulombkraft überwunden werden muß. Es werden solange Neutronen abgegeben, bis die Anregungsenergie des Kerns kleiner ist als die Separationsenergie des letzten gebundenen Neutrons. Für E_n gilt:

$$E_n = B_n + 2T \quad (3.3)$$

das heißt, die Neutronenabdampfungsenergie besteht aus der Separationsenergie und einer der Kerntemperatur proportionalen Komponente. Dabei gilt:

$$T = \sqrt{\frac{8E_i^*}{A_i}} \quad (3.4)$$

Für die beschriebenen Experimente ergibt sich aus der gewählten Einschußenergie, durch Berechnung mit dem Verdampfungscode HIVAP [REI 84], eine Abdampfung von durchschnittlich 2 Neutronen pro Isotop über den gesamten vermessenen Massenbereich. Man nimmt in dieser Rechnung eine Gleichverteilung der Anregungsenergie auf beide Produktkerne an.

Dieser Ansatz gilt nicht für die streng quasielastischen Transferkanäle, da dort kein equilibrierter Compoundzustand erreicht wird. Unter der Annahme, daß es in diesem Regime keine Evaporation gibt, lassen sich die Minima der Potentialenergiefläche aus den jeweils positivsten Grundzustands-Q-Werten Q_{gg} extrahieren. Bei geringer Anregungsenergie werden also bevorzugt exotherme Reaktionen stattfinden. Mit voranschreitender Energiedämpfung (höhere Inelastizität des Ausgangskanals) ist dieser Ansatz nicht mehr anwendbar, da der Energieverlust dem Q-Wert-Effekt entgegengesetzt ist.

Mittels der bestimmten Verteilungskurven lassen sich nun auch Querschnitte für nicht erfasste Isotope berechnen (offene Kästchen in Abb.3.1 und Abb.3.2). Letztendlich ergeben sich Abb.3.4, 3.5 und 3.6. Die eingezeichneten Meßpunkte sind zum einen unabhängige Ausbeuten, dies gilt wenn die nachgewiesenen Isotope nicht durch Zerfall radioaktiver Vorläufer gebildet wurden (geschlossene Symbole); zum anderen sind die kumulierten Ausbeuten vorläuferkorrigiert worden (offene

Symbole). Diese Korrektur ist bei mehr als einem Vorläufer nichtlinear und konnte daher lediglich iterativ berechnet werden. Außerdem wurden alle Meßpunkte auf die jeweilige chemische Ausbeute korrigiert.

Zur deutlicheren Darstellung werden die einzelnen Isotopenverteilungen aufintegriert und als Histogramm dargestellt. Die Abb.3.7 zeigt das endgültige Resultat unter Miteinbeziehung des Systems Kr+Ru.

Tabelle 3.4 zeigt integrierte Transferquerschnitte einzelner Elemente im schwersten System, um die Entwicklung über den gesamten Transferbereich bis hin zur Symmetrie zu verdeutlichen. Aus Verdampfungsrechnungen folgt, daß keine geladenen Teilchen emittiert werden, da die Anregungsenergie des Systems zur Initiierung dieses Prozesses nicht ausreichend ist. Die Produktausbeuten für zwei komplementäre Isotopenkurven müssen demnach im Rahmen ihres Fehlers vergleichbar sein. Tab.3.4 zeigt, daß dies für alle Bildungsquerschnitte über den gesamten Massenbereich zutrifft. Daraus folgt, daß der Wirkungsquerschnitt einfach durch Halbieren der Gesamtverteilung bestimmt werden kann.

Elementverteilung im System Kr+Ge

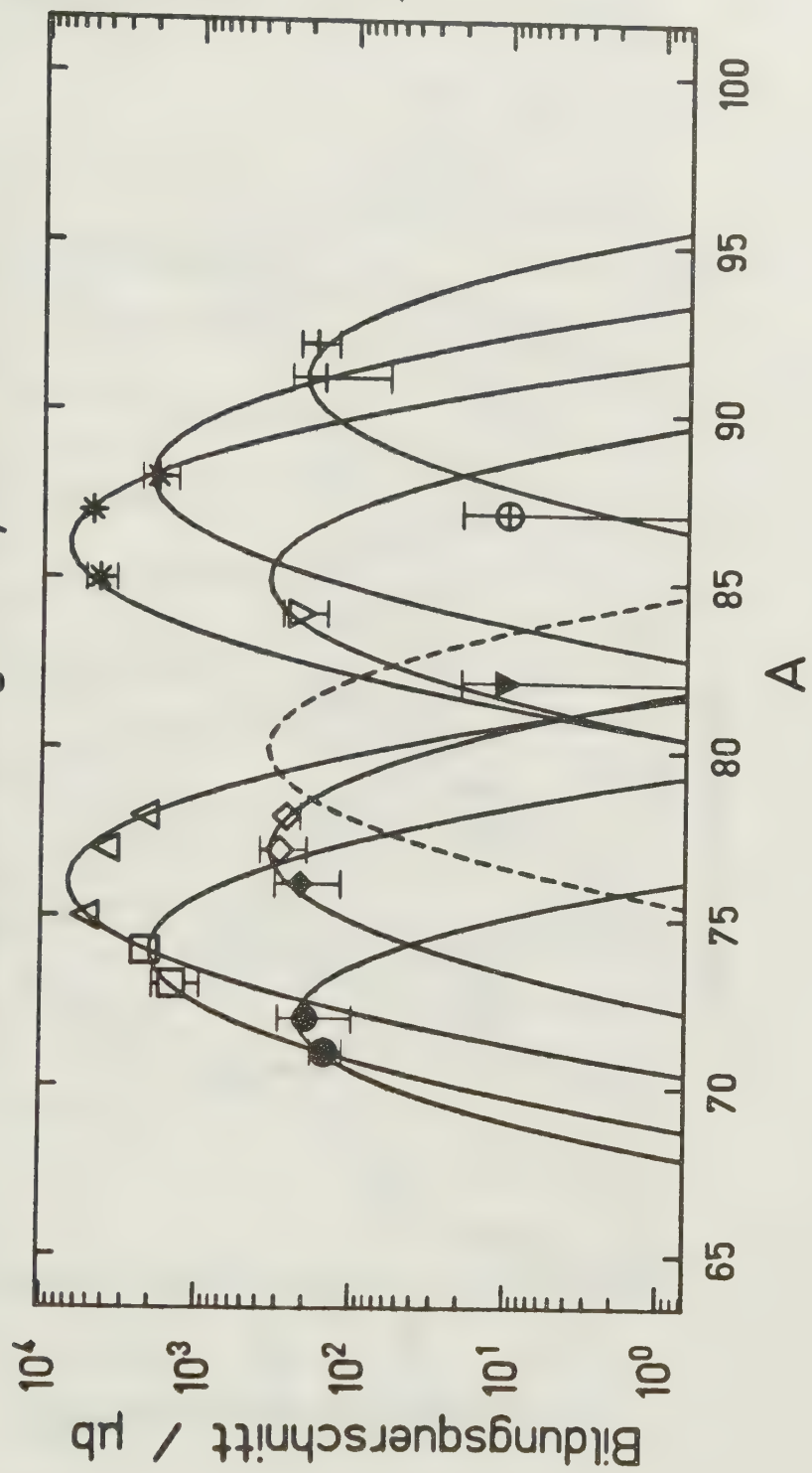


Abbildung 3.4: Isotopenverteilung im System $^{86}\text{Kr} + ^{76}\text{Ge}$.

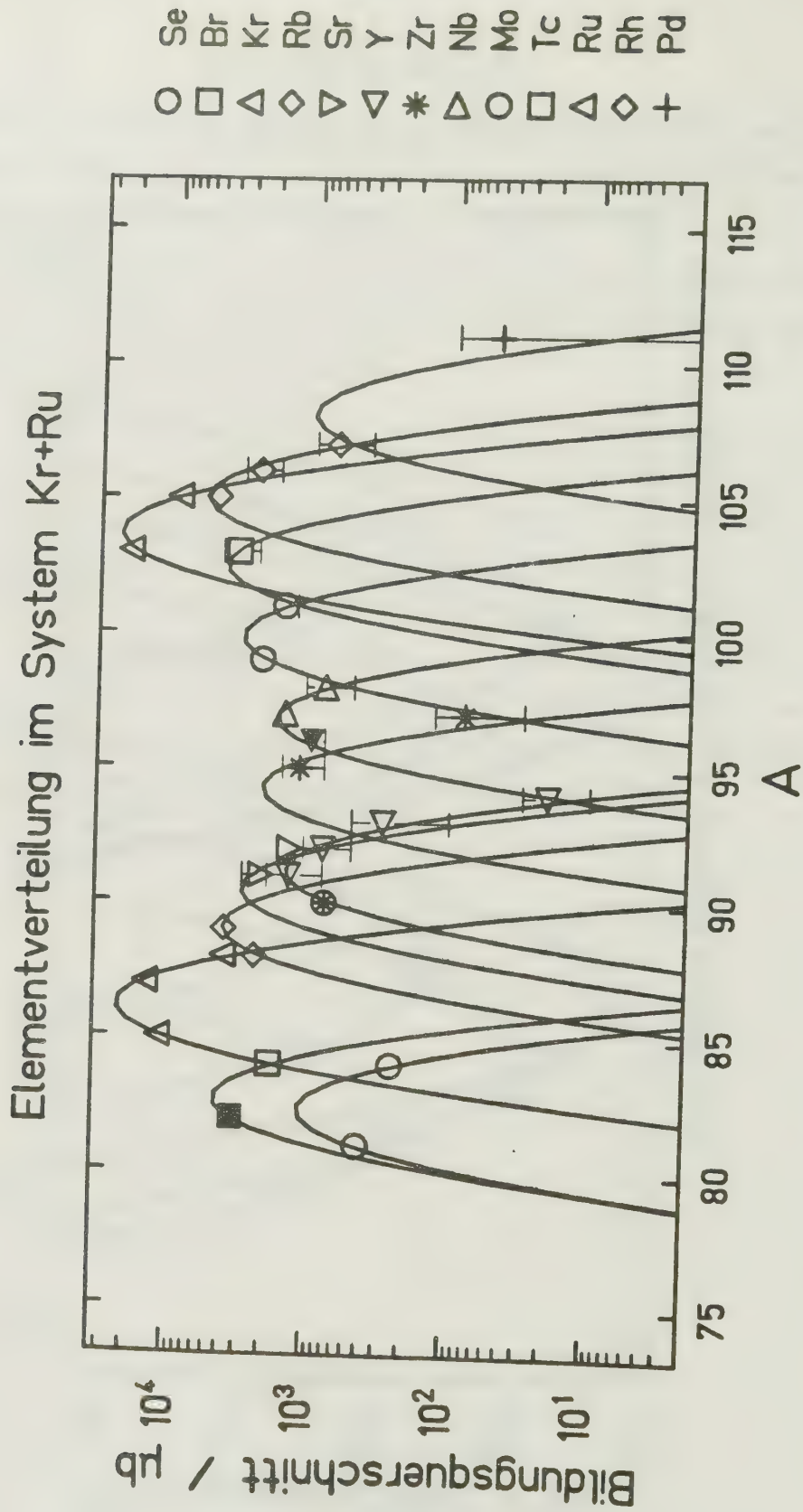


Abbildung 3.5: Isotopenverteilung im System $^{86}\text{Kr} + ^{104}\text{Ru}$.

Zr Ga Ge As Se Br Kr Rb Sr Y Zr Nb Mo Tc Ru Rh Pd Ag Cd In Sn Sb Te J Xe Cs Ba La Ce
 O □ △ ◇ ▽ * + ▽ △ O □ △ ◇ ▽ * + ▽ △ O □ △ ◇ ▽ * + ▽ △ O □

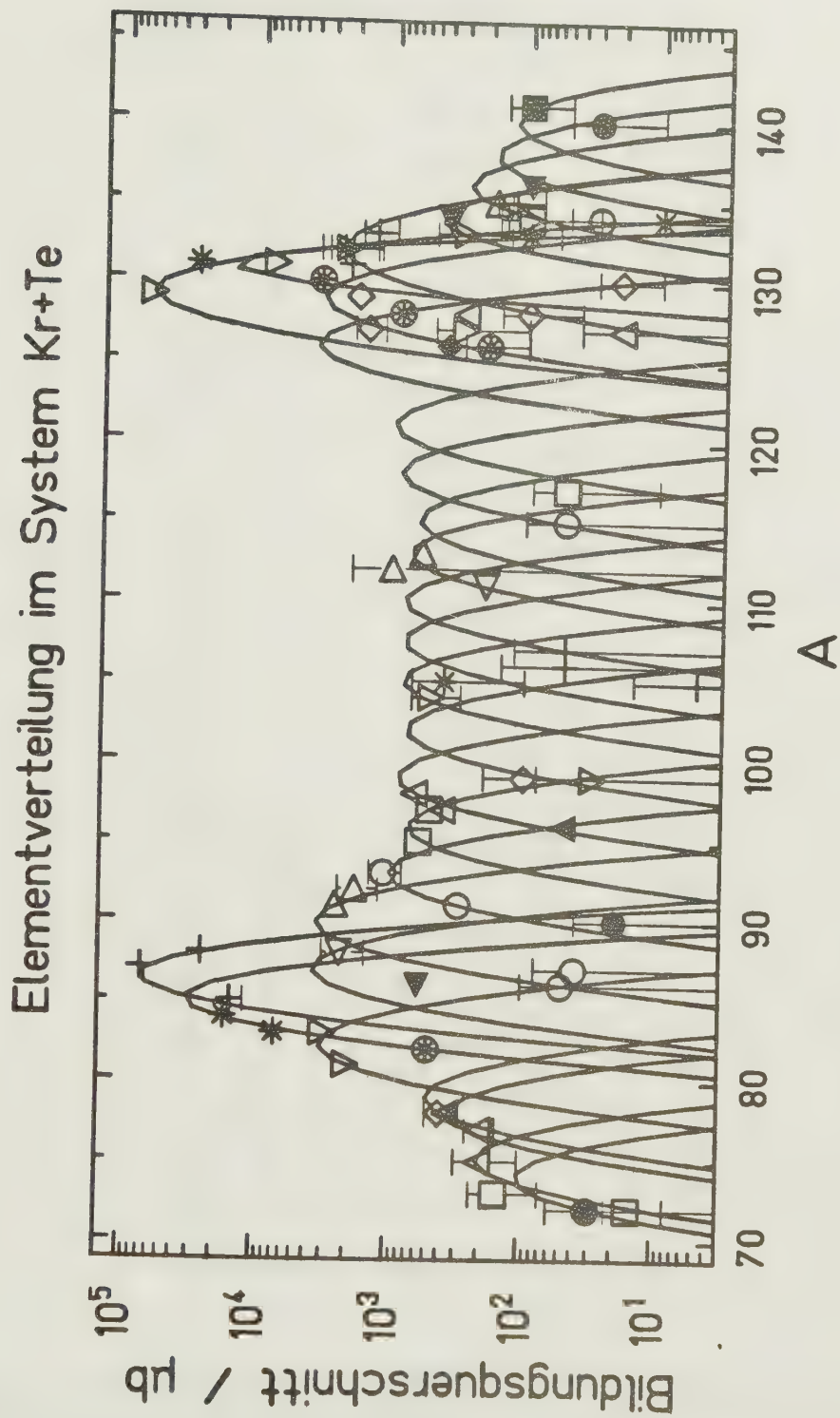


Abbildung 3.6: Isotopenverteilung im System $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Te}$.

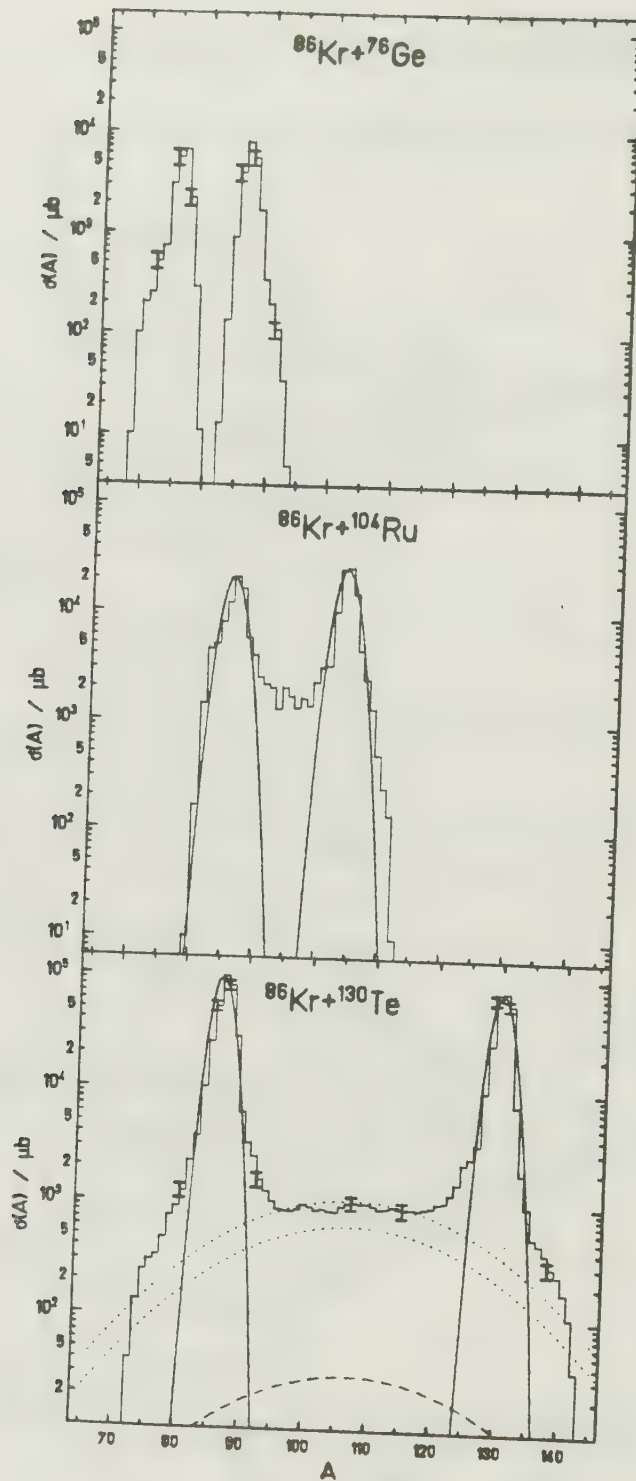


Abbildung 3.7: Resultierende Massenverteilungen in Histogramm-Form. Die eingezeichneten Fehlerbalken deuten die Größenordnung des Fehlers in der jeweiligen Region an. Die gepunkteten und gestrichelten Linien sind im Text erklärt.

integrierte Transferquerschnitte	
Element	σ_{tr} [mb]
Ga	0.6 ± 0.1
As	1.6 ± 0.2
Br	95.8 ± 30
Kr	206.2 ± 40
Rb	11.2 ± 2
Nb	2.8 ± 0.5
Ru	2.4 ± 0.4
Ag	2.1 ± 0.8
Sb	11.2 ± 2
Te	173.1 ± 40
J	50.1 ± 20
Cs	1.3 ± 0.2
La	0.6 ± 0.1

Tabelle 3.4: *Integrierte Transferquerschnitte ausgewählter Elemente im System $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Te}$.*

Ein Vergleich der gesamten Massenverteilungen aller drei Systeme offenbart drastische Unterschiede mit steigendem Z_1Z_2 . Für das leichteste und einzig unbehinderte System besteht die Verteilung lediglich aus zwei um Projektil und Target zentrierte Peaks, die dem quasielastischen Transfer zugeschrieben werden können. Hinzu kommt noch die Fusionskomponente, die in diesem Massenfenster nicht dargestellt ist. Messungen der SHIP-Gruppe [REI 85] ergaben für das System $^{86}\text{Kr} + ^{70}\text{Ge}$ bei vergleichbarer Einschußenergie einen Fusionsquerschnitt von etwa 70 mb.

Bei den schwereren Systemen deutet sich ein Öffnen symmetrischer Kanäle an. Beträgt diese Komponente, bei Annahme einer gaussförmigen Verteilung, im $\text{Kr}+\text{Ru}$ -System lediglich 10 mb, so weist das deutlich behinderte $\text{Kr}+\text{Te}$ bereits eine breite Verteilung über 70 Masseneinheiten auf, die einen integralen Querschnitt von etwa 30 mb beinhaltet. Die ursprüngliche Annahme war, diese Komponente der reinen Fusionsspaltung zuzurechnen. Messungen der SHIP-Gruppe [SAH 85] ergaben für das verwandte System $^{86}\text{Kr}+^{123}\text{Sb}$ jedoch einen Spaltquerschnitt von lediglich 2 mb. Dieser Wert läßt sich unter Einbeziehung der in der Reaktion bestimmten Extrapush-Parameter auch mittels FUSEX [REI 84] reproduzieren. Man geht hierbei davon aus, daß für derart schwere Systeme praktisch alle fusionierten Compoundkerne spalten. Vergleichbare Rechnungen für das $\text{Kr}+\text{Te}$ -System ergaben einen vergleichbaren Spaltquerschnitt. Aus Spaltsystematiken [SAH 80] wurde die Halbwertsbreite für eine gaussförmige Spaltverteilung abgeschätzt. Die Varianz der Massenverteilung ist hauptsächlich abhängig von der Anregungsenergie und der Krümmung des liquid-drop-Potentials.

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{\frac{8}{A}(E^* + Q_{gg} - E_{kin})} \quad (3.5)$$

mit	σ_A^2	=	Varianz der Massenverteilung
	c	=	Krümmung des liquid-drop Potentials für symmetrische Spaltung
	A	=	Massenzahl des spaltenden Kerns
	E^*	=	Anregungsenergie des spaltenden Kerns

Q_{gg}	=	Grundzustands-Q-Wert
E_{kin}	=	Kinetische Energie der Fragmente

Die resultierende Kurve ist in Abb.3.7. gestrichelt dargestellt. Der experimentelle Querschnitt ist etwa 30 mal größer als der so abgeschätzte Querschnitt für wahre Fusion gefolgt von Spaltung. Ein zweiter Ansatz geht von Messungen zur symmetrischen Fragmentation aus [TOK 85,BOC 82], wobei also nicht nur die Fusionsspaltung, sondern alle spaltähnlichen Kanäle erfasst werden. Diese Komponente beinhaltet demnach auch die Quasi-Spaltungsreaktionen, bei denen das System vor Erreichen des Compoundzustandes spaltet (siehe Kap.1). Aus zwei Meßreihen mit einem ^{238}U - bzw. einem ^{208}Pb -Target ergaben sich unterschiedliche Extrapushparameter [TOK 85,BOC 82]. Die daraus resultierenden FUSEX-Rechnungen für $^{86}\text{Kr}+^{130}\text{Te}$ ergaben den gepunkteten Bereich. Diese Kurven reproduzieren die Symmetrie gut, während die mehr inelastischen Ausläufer der Peaks um Projektil und Target nicht reproduziert werden. Das Ergebnis läßt den Schluß zu, daß es sich bei der gesamten 'symmetrischen' Verteilung um eine Mischung inelastischer Austauschprozesse, also um Beiträge von tiefinelastischen Reaktionen, Quasi-Spaltung und wahrer Fusionsspaltung handelt. Entscheidend für diese Arbeit ist dabei, daß die derart gemischte Komponente mit einem Gesamtquerschnitt von 30 mb in jedem Fall nur einen Bruchteil des erwarteten Fusionsdefizites von 120 mb (siehe Kap.2.1) darstellt. Dies führte dazu, insbesondere die Entwicklung der verbleibenden quasielastischen Kanäle genauer zu untersuchen. In der Kr+Ge-Verteilung lassen sich die Transferpeaks um Projektil und Target grob durch eine Gauss-Funktion beschreiben. Die resultierende Halbwertsbreite ist auf die Peaks der schwereren Systeme übertragbar (ausgezogene Kurven in Abb.3.7). Diese Vereinheitlichung des Transferverhaltens führt zu einer eindeutigen Separation dieses Reaktionskanals. Der integrale Transferquerschnitt steigt vom leichtesten zum schwersten System drastisch um einen Faktor 7 von 40 mb auf 280 mb. Diese Werte gelten für ein vergleichbares E/B-Verhältnis von 1.0.

Die meisten theoretischen Arbeiten zum Transfer gehen von einer starken Abhängigkeit des Transferquerschnittes vom Grundzustands-Q-Wert des resultierenden Kanals aus [GLE 83]. Man kann diesen Zustand vergleichen mit endother-

men und exothermen Reaktionen in der physikalischen Chemie. Stellt man den Verlauf der Bindungsenergien aller möglichen Endzustände dar, ergibt sich eine Potentialenergiehyperfläche, die Minima und Maxima aufweist. Kanäle im Minimum haben einen positiven Q-Wert und werden dementsprechend verstärkt populiert (exotherme Reaktion). Dies gilt insbesondere in Reaktionen mit wenig verfügbarer Energie, also nahe an der Coulombbarriere. Dieser Trend führt zu sehr glatten Systematiken zur Abschätzung des Transferquerschnittes, die von verschiedenen Autoren verifiziert wurden [ART 71, BEG 86, BEG 88]. Hierbei gilt, daß der Bildungsquerschnitt im Transferbereich exponentiell vom Q_{gg} -Wert abhängt. Dieses Verhalten kann durch einen statistischen Ansatz erklärt werden [ABU 72]. Letztendlich folgt aus diesen Arbeiten ein Vier-Parameter-Fit zur Beschreibung der Transferdaten.

$$\sigma = C \cdot \exp(\beta_Q \cdot (Q_{gg} + \Delta V_C - Q_{opt}) - \beta_N \cdot N - \beta_Z \cdot Z) \quad (3.6)$$

mit	ΔV_C	=	Unterschied der Coulombpotentiale im Eingangs- und Ausgangskanal
	N	=	Anzahl der transferierten Neutronen
	Z	=	Anzahl der transferierten Protonen
	Q_{opt}	=	optimaler Q-Wert nach [MER 85]
	$C, \beta_{Q,N,Z}$	=	freie Parameter

Der sich aus diesem Ansatz ergebende relative Anstieg des Transferquerschnittes mit differierendem Q-Wert ist in Abb.3.8 als durchgezogene Gerade dargestellt. Für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme ist jedoch der Anstieg im Transferkanal nicht auf differierende Q-Wert-Matrizen zurückzuführen, da die Q_{gg} -Werte annähernd identisch sind. In Tab.3.5 werden die Grundzustandswerte der vier populationsstärksten Kanäle verglichen. Die Werte für den 1n-Kanal sind als Punkte zum Vergleich in Abb.3.8 eingezeichnet.

Grundzustands-Q-Werte				
Reaktion	1n	2n	1p	2p
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{76}\text{Ge}$	-3.70	-4.25	-2.90	-3.21
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{104}\text{Ru}$	-3.56	-3.30	-2.96	-2.75
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{130}\text{Te}$	-3.51	-3.15	-2.82	-5.45

Tabelle 3.5: Zur Berechnung dieser Q-Werte wurden die stripping- und pickup-Kanäle jeweils gemittelt. Aufgrund unterschiedlicher Werte gibt es bei der Population dieser Kanäle Präferenzen in gewisse Richtungen. Dieser Effekt ist jedoch für das globale Verhalten des Gesamttransfers irrelevant.

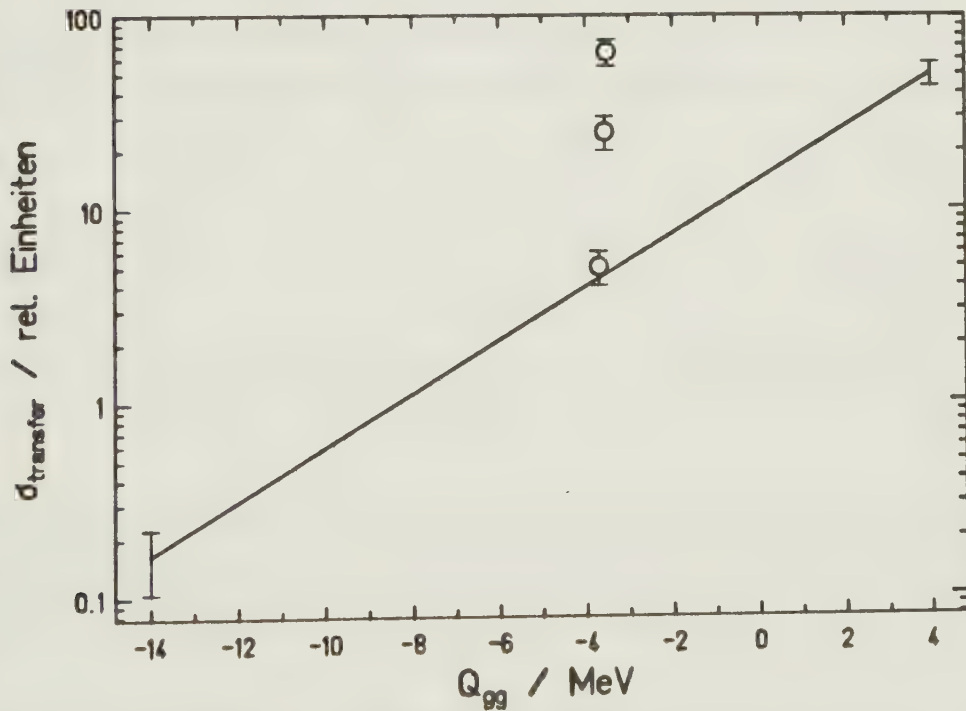


Abbildung 3.8: Erwarteter Anstieg im Transferquerschnitt aufgrund von Q-Wert-Effekten nach [BEG 88]. Die Punkte stellen den relativen Querschnitt der in der vorliegenden Arbeit gemessenen Systeme in Abhängigkeit ihres Q_{99} -Wertes dar.

Ein möglicher Grund für das unterschiedliche Verhalten des Querschnittes in verschiedenen Transferrmessungen könnte in der differierenden Einschußenergie liegen. Die Systematik in [BEG 88] wurde lediglich auf Reaktionen bei einem E/B -Verhältnis $= 1.25$, also weit über der Barriere, angewandt. Dort hat die Transferanregungsfunktion bereits die Sättigung erreicht. Die Bildungsquerschnitte sind also energieunabhängig. Die Autoren weisen explizit darauf hin, daß diese Bedingung für ein ausschließlich Q -Wert abhängiges Verhalten des Transfers erfüllt sein muß. Die Messungen der vorliegenden Arbeit wurden direkt an der Coulombbarriere durchgeführt. Der Effekt einer fehlenden Korrelation zwischen Transferanstieg und Q -Wert scheint daher an der Barriere lokalisiert zu sein.

Aus einer geringen Z_1Z_2 -Variation des Eingangskanals bei vergleichbarer Q -Wert-Entwicklung folgt also in diesem Bereich der einsetzenden Fusionsbehinderung eine drastische Erhöhung des Transferquerschnittes. Dies ist eine überraschend, denn nach dem Reibungsmodell von Swiatecki [SWI 81] sollte der fehlende Fusionsquerschnitt in den Quasi-Spaltungskanal und/oder tiefinelastische Kanäle überwechseln, in Kanäle also, zu deren Population ein erheblicher Überlapp der Kerndichten erforderlich ist. Die Daten scheinen dementgegen anzudeuten, daß der Hauptanteil der Fusionsbehinderung schon bei großen Kernabständen stattfindet.

3.2 Messungen zum Temperaturungleichgewicht

In diesem Kapitel wird kurz ein Thema diskutiert, dessen Bedeutung erst während der Analyse der Daten erkannt wurde und daher etwas von der eigentlichen Fragestellung abweicht. Die Physik dieses Effektes ist jedoch interessant und soll daher nicht unerwähnt bleiben.

Die Messungen haben gezeigt, daß die Annahme gaussförmiger Isotopenverteilungen lediglich unmittelbar unterhalb des Targets nicht anwendbar ist. Insbesondere die gut belegte Isotopenkette des Sb weist einen starken gerade-ungerade Effekt auf, siehe Abb.3.9. Ein Vergleich dieser Querschnitte mit Berechnungen nach

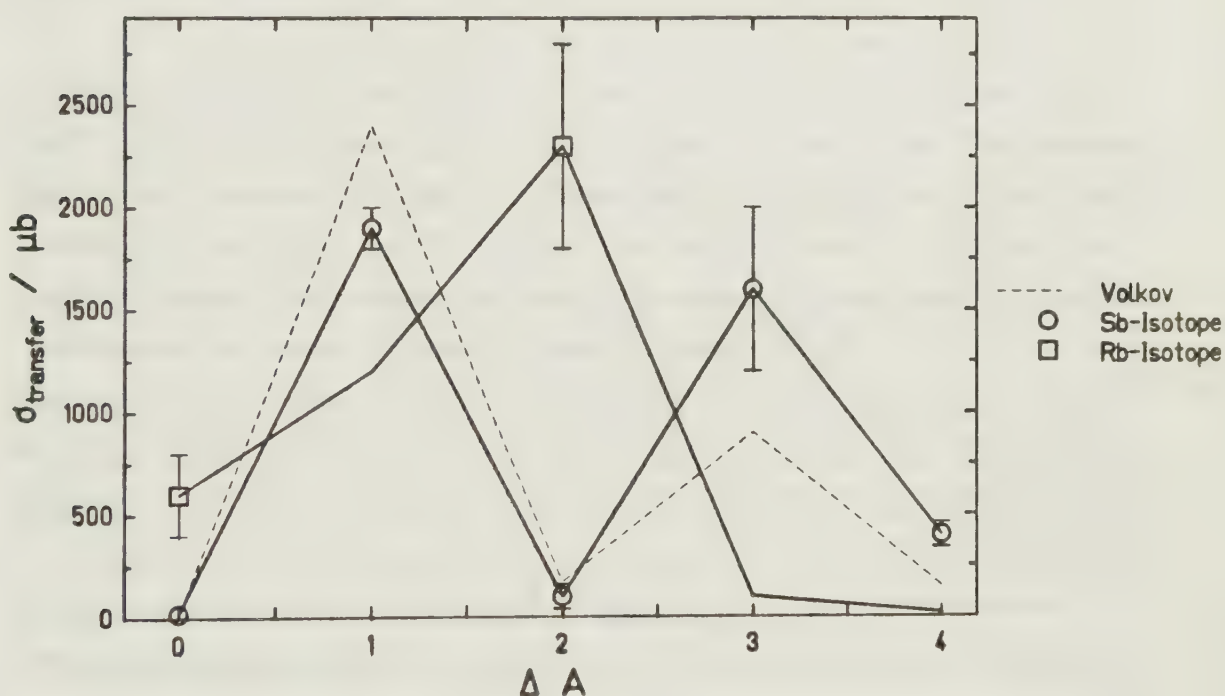


Abbildung 3.9: gemessene (sekundäre) Isotopenverteilungen des Sb ($Z=51$) und mittels HIVAP berechnete Sekundärverteilung des komplementären Rb ($Z=37$). Die Meßpunkte des Rb sind ebenfalls eingezeichnet. Der Q_{gg} -Verlauf des Sb ist gestrichelt dargestellt.

der Volkov-Systematik zeigt eine beeindruckende Übereinstimmung auf. Volkov hat, basierend auf älteren Arbeiten, die zu den im letzten Kapitel beschriebenen Transfersystematiken führten [ART 71], postuliert, daß die Querschnitte propor-

tional zum Produkt der Niveaudichten im Ausgangskanal sind [VOL 82].

$$\sigma \propto \rho_3 \rho_4 \quad (3.7)$$

$$\rho_i \propto \exp 2\sqrt{a \cdot E_i^*} \quad (3.8)$$

mit

$$\sqrt{a} = \frac{\sqrt{E_i^*}}{T} \quad (3.9)$$

Daraus folgt

$$\sigma \propto \exp \frac{E_3^* + E_4^*}{T} \propto \exp \frac{Q_{gg}}{T} \quad (3.10)$$

Die gesamte Anregungsenergie $E_3^* + E_4^*$ kann in nullter Näherung gleich dem Q_{gg} -Wert gesetzt werden, da dies den bei weitem dominanten Beitrag zur Bildung von Anregungsenergie durch Nukleonenaustausch darstellt.

Die starken gerade-ungerade Effekte sind ein Hinweis auf geringe Anregungsenergie (siehe kalte Spaltung [OGA 75]). Der kalt gebildete Kern unterliegt dann dem Einfluß des Q_{gg} -Wertes. Bei hoher Anregungsenergie wird dieser Einfluß durch zwei Effekte verwischt. Zum einen sollte die Bevorzugung der gepaarten Nukleonkonfigurationen mit steigender Anregungsenergie verschwinden, da durch die wachsende Anzahl von Quasi-Teilchen-Anregungen, die auf eine wachsende Anzahl von Nukleonenaustauschschritten bzw. eine wachsende Thermalisierung zurückzuführen ist, die energetische Lücke (Gap-Parameter) zwischen den einzelnen gepaarten Kernzuständen verschwindet. Dies gilt bereits für die primäre Isotopenverteilung.

Zum anderen sollte durch die statistische Natur des Verdampfungsprozesses eine primäre g-u-Struktur durch Abdampfung von Neutronen ausgewaschen werden.

Das Sb zeigt also die für einen 'kal' gebildeten Kern typischen Effekte, während man beim komplementären Rb von einer durch Abdampfung erhaltenen Kette ausgehen muß, siehe Abb.3.9.

Die Annahme, daß der leichte projektilähnliche Akzeptor sehr viel heißer gebildet wird als der schwerere Donator, bestätigt sich in der Berechnung der Neutronenabdampfung mittels HIVAP. Die Sekundärverteilungen in Abb.3.9 ergeben sich unter der Voraussetzung, daß der targetähnliche Donator keine Neutronen

abdampft und auf den Akzeptor gleichzeitig die volle Anregungsenergie übertragen wird. Man geht also zunächst davon aus, daß die Primärverteilungen der beiden komplementären Isotopenketten des Sb und Rb exakt gleich sind. Für die Verteilung der Anregungsenergie gilt dann

$$E_{tot}^* = E_{Rb}^* \quad (3.11)$$

bzw.

$$E_{Sb}^* = 0 \quad (3.12)$$

Für das Sb sind demnach Primär- und Sekundärverteilung identisch. Die Energiedämpfung E_{tot}^* wird im allgemeinen aus der Viola-Beziehung berechnet (siehe Kap.3.1). Dies gilt jedoch nur für spaltähnliche Produkte. Im Falle der Rb- bzw. Sb-Isotope handelt es sich um mehr quasielastische Protonentransferkanäle. Die Messungen im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit (siehe Kap.6.3) haben ergeben, daß für diese Kanäle die Energiedämpfung um etwa 15 MeV ihr Maximum hat. Dies gilt generell für Einschußenergien an der Coulombbarriere. Dieser Wert wurde daher in der HIVAP-Rechnung zugrundegelegt.

Die mittels HIVAP errechnete Sekundärverteilung des Rb wird auf die Sekundärverteilung des Sb projiziert. Daraus ergibt sich Abb.3.9.

Zu diesem Themenkomplex der Anregungsenergieverteilung und damit zur Thermalisierung des Ausgangskanals gibt es in jüngster Zeit neue Erkenntnisse. Messungen in Quasi-Spaltungs-Reaktionen [KEL 87], bei denen gemeinhin eine Thermalisierung erwartet wird, haben gezeigt, daß die Aufteilung der Anregungsenergie stark von der Richtung des Massenflusses abhängt.

Reibungsmodelle sagen für den Anfang des Dissipationsprozesses eine Gleichverteilung der Energie voraus, basierend auf der Annahme eines Teilchenaustausches zwischen zwei idealen Fermigasen. Mit der Zeit stellt sich dann ein thermisches Gleichgewicht zwischen den Reaktionspartnern ein:

$$T_L = T_H \quad (3.13)$$

Es folgt für die Anregungsenergie

$$E = a \cdot T^2 \quad (3.14)$$

also eine Aufteilung proportional zu den Fragmentmassen:

$$\frac{E_L^*}{E_H^*} = \frac{a_L}{a_H} = \frac{A_L}{A_H} \quad (3.15)$$

Die neueren Daten zeigen jedoch, daß der projektilähnliche Akzeptor im Prozess der Quasi-Spaltung, in denen der Massenfluß stark einseitig gerichtet ist, hochangeregt wird. Der Donator bleibt hingegen kalt. Dieses Ergebnis läßt sich durch die vorliegenden Messungen auch auf die mehr quasielastischen Kanäle übertragen. Beide Experimentreihen wurden direkt an der Coulombbarriere durchgeführt. Dies läßt den Schluß zu, daß es in Kollisionen, in denen keine Reibungskraft auftritt, da die Relativgeschwindigkeit beim Stoß gleich null ist ($E_{in}=V_B$), nicht zu den üblichen dissipativen Fluktuationen kommt. Dadurch bleibt der Transfer gerichtet, sodaß es einen geordneten Massenfluß vom Target zum Projektil gibt. Und zwar dergestalt, daß die Nukleonen aus den äußersten Orbitalen des Targets in unbesetzte Projektilorbitale wechseln. Das Core des Targets bleibt kalt, während im Akzeptor Teilchen-Loch-Anregungen entstehen, deren Anzahl sich strikt nach der Anzahl der transferierten Teilchen richtet.

Das resultierende Temperaturungleichgewicht läßt sich bei Keller et al. [KEL 87] bis hin zu spaltähnlichen Reaktionen, bei denen mehr als 20 Nukleonen ausgetauscht werden, nachweisen. Ein Gleichgewicht, aus dem eine Energieverteilung entsprechend dem Massenverhältnis der Reaktionspartner folgen würde, wird also nicht erreicht.

Eine alternative Interpretation der Daten [HEN 88] geht von einem 'random walk' des Transfers aus. Beide Flußrichtungen werden also gleichberechtigt behandelt. Daraus folgt, daß der Phasenraum beider Kerne gleichermaßen beansprucht wird, sodaß es zu einer gleichverteilten Population vieler Zustände in beiden Kernen kommt. Aus dieser Theorie könnte auch ein erhöhter Transferquerschnitt folgen, da bei 'random walk' diffizile Multistep-Prozesse den 1n-Kanal bevölkern würden. Das heißt die Sekundärverteilung läßt keinen Schluß hinsichtlich der Frage zu, wie oft ein Teilchen zwischen beiden Kernen hin und her transferiert wurde. Entscheidend in dieser Theorie ist die Definition des Phasenraums. Hierbei gilt, daß die Zustandsdichte an der Fermikante proportional zum Trägheitsmoment ist.

$$E^* = \frac{1}{g_0} = \frac{1}{\rho_{rigid}} \quad (3.16)$$

$g_0 = \frac{\rho_{rigid}}{\hbar^3}$ folgt aus theoretischen Überlegungen, basierend darauf, daß bei Fermienergie die Zustandsdichte der Nukleonen proportional zur Dichte der Rotationszustände ist [MOT 75]. Aus dieser Trägheitsmomentabhängigkeit folgt

$$\frac{E_L^*}{E_H^*} = \frac{\rho_{rigid/H}}{\rho_{rigid/L}} = \left(\frac{A_H}{A_L}\right)^{5/3} \quad (3.17)$$

Dies führt zu einem Szenario, in dem der schwere Partner immer relativ kalt bleibt, während der leichte Kern stets hochangeregt gebildet wird. Ein nichtgerichteter Transfer würde also immer zur Anregung des leichten Partners führen, ohne auf eine etwaige Donator- oder Akzeptorstellung einzugehen. Aus unseren Daten läßt sich jedoch schließen, daß nicht der Phasenraum an der Fermikante, sondern die Richtung des Massenflusses entscheidend ist. Dieses Ergebnis resultiert aus Messungen symmetrischer Systeme ($^{86}Kr + ^{130}Te$), über die quasi-fission-Messungen ($^{50}Ti, ^{54}Cr, ^{58}Fe + ^{208}Pb$) bis hin zu extrem asymmetrischen Systemen ($^{48}Ca + ^{248}Cm$ [GAG 86]) an der Coulombbarriere. Der Rückstoßterm verschwindet bei diesen Einschußenergien, da die Relativgeschwindigkeit null ist. Diese Experimente weisen also auf 'rückstoßfreie' Beiträge zur Energiedissipation hin, die in systematischer Weise mit dem Grundzustands-Q-Wert skalieren.

3.3 Querschnittsbilanzen

Zur Erstellung vollständiger Querschnittsbilanzen wurde zunächst der Reaktionsquerschnitt abgeschätzt. Man kann diesen Wert durch Anfitzen eines optischen Potentials an die elastische Streuung berechnen. Da die elastische Streuung mit der γ -offline Methode nicht erfasst wird, ist es für die Kr-induzierten Reaktionen notwendig, ein optisches Potential bereits gemessener Schwerionenreaktionen zu adaptieren. Neben vorhandenen Literaturangaben [UDA 85], bieten die in Kap.4-6 beschriebenen Magnetspektrometerexperimente die Möglichkeit an die elastische Streuung vergleichbarer Systeme ein optisches Potential anzufitten. Es wurden daher Eingangsparameter als Startfile für das DWBA-Programm PTOLEMY [PIP 78] generiert, die mit den Rechnungen in Kap.6.5 vereinbar sind.

DWBA-Parametersatz							
Variable	V	V_I	A	A_I	R_0	R_{I0}	R_{C0}
Dim.	[MeV]	[MeV]	[fm]	[fm]	[fm]	[fm]	[fm]
Wert	35	20	0.43	0.46	1.20	1.30	1.25

Tabelle 3.6: *Parameter des optischen Modells.*

DWBA steht für 'distorted wave Born approximation'. Die DWBA-Methode benutzt zur Beschreibung der Relativbewegung der Fragmente im Eingangs- und Ausgangskanal verzerrte Wellen ('distorted waves'). Diese Wellen ergeben sich durch numerische Lösung der Schrödingergleichung. Zur Bestimmung des Reaktionsquerschnittes wird hierbei lediglich ein optisches Potential an die gemessene elastische Streuung angepasst. Der Reaktionsquerschnitt ergibt sich dann aus dem Quarterpoint, also dem Punkt, an dem das Verhältnis $\sigma_{el}/\sigma_{ruth} = 0.25$ ist. Das Programm ist ebenfalls in der Lage, Bildungsquerschnitte einzelner Nukleonenaustauschreaktionen zu berechnen. Für Transferkanäle werden beispielsweise die aus der Schrödingergleichung folgenden Wellenfunktionen mit dem Übergangsmatrixelement integriert. Mit der sich ergebenden Transferamplitude kann dann der entsprechende Querschnitt abgeleitet werden. Diese Methode ist jedoch insbesondere

bei niedrigen Energien ungenau, da man dort die Relativbewegungen des Eingangs- und des Ausgangskanals nicht mehr unkorreliert betrachten kann. Transferberechnungen mit PTOLEMY dienen daher nur zur relativen Abschätzung verschiedener Kanäle untereinander oder zur Bestimmung der Abhängigkeit des Querschnittes von einem definierten Parameter (siehe Kap.3.4).

Setzt man das optische Potential aus obiger Tabelle an, ergeben sich für die jeweiligen Einschußenergien folgende Reaktionsquerschnitte.

berechnete Reaktionsquerschnitte		
Reaktion	E_{lab} [MeV]	σ_{react} [mb]
$^{86}Kr \rightarrow ^{76}Ge$	276	147 ± 30
$^{86}Kr \rightarrow ^{104}Ru$	320	219 ± 50
$^{86}Kr \rightarrow ^{130}Te$	340	348 ± 60

Tabelle 3.7: *Reaktionsquerschnitte aus DWBA-Fit*

Da es sich bei der Anpassung an frühere Messungen gezeigt hat, daß die optischen Potentialparameter von System zu System auch in kleinen Z -Bereichen stark variieren können, dienen diese Werte lediglich zur Orientierung. In der folgenden Tabelle werden die relevantesten gemessenen Querschnitte zusammengefaßt.

Der integrierte Gesamtquerschnitt ist demnach jeweils mit den DWBA-Rechnungen konsistent. Der fehlende Reaktionsquerschnitt ist auf die mittels γ -Spektroskopie nicht messbare inelastische Anregung zurückzuführen. Dieser Absolutwert ist jedoch mit einem großen Fehler behaftet, da das optische Modell nicht an elastischen Streudaten angepasst werden konnte. Die in Kap.4-6 beschriebenen Magnetspektrometerexperimente bieten die Möglichkeit, elastische und inelastische Streuung zu messen. Die Resultate aus Kap.6 lassen sich daher zum Vergleich der Querschnittsbilanzen heranziehen.

Der fehlende Fusionsquerschnitt scheint sich auf sämtliche populierte Kanäle zu verteilen. Die Ausrichtung auf Zustände, die auf eine längere Kontaktzeit der Stoßpartner schließen lassen (tiefinelastische Reaktionen und symmetrische Fragmentation), erfolgt nicht in dem Maß wie man dies nach der Theorie erwarten konnte [SWI 82]. Insbesondere sind die in peripheren Kollisionen gebildeten quasielastischen Kanäle demnach stark an die Fusion gekoppelt.

Das Ergebnis der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten, radiochemischen Messungen zur Verteilung des Querschnittes auf verschiedene Reaktionskanäle ist derart unerwartet, daß eine Suche nach unabhängigen Hinweisen auf ein ähnliches Verhalten in Systemen mit vergleichbarem $Z_1 Z_2$ notwendig erschien. Kapitel 4 befaßt sich deshalb mit der Systematik von Transferquerschnitten, wie sie aus der Literatur zu entnehmen sind. Die Kapitel 5 und 6 beschreiben schließlich weitere Experimente im Rahmen der vorliegenden Arbeit, mit denen der beobachtete Effekt weiter erhärtet werden sollte.

Querschnittsbilanz in [mb]			
Kanal	$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{76}\text{Ge}$	$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{104}\text{Ru}$	$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{130}\text{Te}$
$\sigma(1n)$	12.0 ± 2.0	21.0 ± 4.1	68.5 ± 10.4
$\sigma(2n)$	4.5 ± 0.7	7.5 ± 1.0	22.3 ± 3.8
$\sigma(1p)$	0.7 ± 0.2	5.5 ± 1.1	16.6 ± 2.8
$\sigma(2p)$	0.2 ± 0.05	1.1 ± 0.2	3.5 ± 0.7
$\sigma(n)$	28.0 ± 4.5	54.0 ± 8.0	150.0 ± 20.0
$\sigma(tr)$	40.0 ± 5.0	100.0 ± 12.0	280.0 ± 30.0
$\sigma(fis)$	-	10.0 ± 3.0	25.0 ± 8.0
$\sigma(fus^+)$	80.0 ± 10.0	50.0 ± 10.0	2.0 ± 0.7
$\sigma(react^*)$	147.0 ± 30.0	219.0 ± 50.0	348.0 ± 60.0

Tabelle 3.8: Querschnittsbilanz für vergleichbare Einschußenergien $E/B = 1.0$. Die einzelnen Transferquerschnitte beziehen sich jeweils auf den pickup-Kanal.
^{*} Der Reaktionsquerschnitt ergibt sich aus dem Fit mit dem optischen Modell.
⁺ Der Fusionsquerschnitt wurde mittels FUSEX-Rechnungen abgeschätzt.

Kapitel 4

Transfersystematik für mittelschwere Kernreaktionen an der Barriere

4.1 Motivation

Der überraschend steile Anstieg im Transferquerschnitt bei $Z_1 Z_2 \approx 1600$ ist wie gezeigt nicht auf eine von System zu System drastisch differierende Q-Wert-Matrix zurückzuführen. Vielmehr ist die Q_{gg} -Matrix in den gewählten Systemen nahezu identisch. In allen drei Reaktionen ist der 1n-Kanal mit 25-30% des Gesamtreaktionsquerschnittes der dominante Reaktionskanal. Die Grundzustands-Q-Werte für den 1n-Übergang variieren von -3.5 MeV bis -3.7 MeV.

Messungen oberhalb der Barriere haben gezeigt, daß hier der Transferquerschnitt, abgesehen vom Anstieg aufgrund des zunehmenden geometrischen Querschnittes, ausschließlich Q-Wert abhängig ist [REH 86]. Ein vergleichbarer Effekt im Transfer ist also bei höheren Energien nicht zu beobachten; vielmehr ist der Verlauf stetig. Dynamische Fusionsbehinderung und Transferanstieg sind also energetisch an der Barriere lokalisiert.

Dies würde bedeuten, daß die Fusionsbehinderung, die bisher lediglich auf makroskopische Effekte, wie den Reibungsverlust, zurückgeführt wurde, mit einem Reaktionskanal korreliert ist, der stark von der Kernstruktur, also einem mikroskopischen Effekt, abhängt. Die quantenmechanische Verknüpfung von Valenzneutronen mit dem Subbarrierenverhalten der Fusion (siehe Kap.1) findet hier

also für den Bereich um die Barriere ihre analoge Fortsetzung. Es genügt demnach nicht, lediglich das Verhalten des Gesamtkomplexes zur Erklärung heranzuziehen. Dieses Resultat würde die Extra-push Theorie zumindestens teilweise in Frage stellen. Die Frage war nun, ob dieses auffällige Transferverhalten tatsächlich streng um die Schwelle zur dynamischen Fusionsbehinderung lokalisiert ist, oder ob die stark differierenden Transferquerschnitte auf andere mögliche Effekte wie z.B. fehlendes l-Wert-matching zurückzuführen sind. Zur Klärung dieses Punktes galt es zunächst, alle verfügbaren Transferquerschnitte an der Barriere zu sichten und, falls erforderlich, derart zu konvertieren, daß ein direkter Vergleich der Daten möglich wird. Hierbei kommt es zu zwei wesentlichen Umrechnungen, der E- und der Q_{gg} -Konversion.

4.2 Energie- und Q-Wert-Konversion

Die Energiekonversion ist notwendig, da die Transferanregungsfunktion insbesondere unterhalb der Barriere einen steil abfallenden Energieverlauf zeigt. Der Effekt ist nicht derart drastisch wie bei der Fusion, dennoch gilt es, die unterschiedlichen Einschußenergien der diversen Experimente zu berücksichtigen. Unterhalb der Barriere läßt sich der Verlauf sehr gut semiklassisch beschreiben, wie an verschiedenen Schwerionenreaktionen gezeigt wurde [WIR 86, FRA 79]. Hierbei gilt

$$\sigma = \exp(-2\alpha R_{int}) \quad (4.1)$$

das heißt, der Verlauf der Kurve ist lediglich abhängig von der Bindungsenergie α des transferierten Teilchens. Mit Hilfe dieser empirischen Beziehung wurden alle Transferquerschnitte auf $E/B=1.0$ normiert. Transferdaten bei Energien oberhalb der Barriere konnten nicht herangezogen werden, da die Anregungsfunktionen nach Überschreiten der Barriere verschieden schnell die Sättigung erreichen. Eine einfache Umrechnung aufgrund semiklassischer Annahmen ist in diesem Bereich nicht mehr möglich.

Als nächster Schritt folgte die Normierung auf eine einheitliche Q-Wert-Matrix. Hierzu standen zwei Ansätze zur Verfügung.

- die Q-Wert-Systematik von Rehm et al. für Transferreaktionen bei höheren Energien [REH 86] und

• DWBA-Rechnungen mit PTOLEMY [PIP 78].

Die zunächst durchgeführten quantenmechanischen Rechnungen wurden dann mit den Rehm'schen Daten verglichen. Die DWBA-Rechnungen ergaben, daß lediglich der 1n-Querschnitt mit vertretbarem Fehler in seiner absoluten Größe zu reproduzieren ist. Der absolute Querschnitt ist jedoch für die Q-Wert-Betrachtung nicht relevant, da es hauptsächlich um die relative Veränderung des Querschnittes mit variierendem Q-Wert geht. Diese Erweiterung des Gültigkeitsbereiches der DWBA ist entscheidend, da es bei der Q-Wert-Konversion darum ging, einen möglichst großen Anteil des Gesamttransfers miteinzubeziehen. Die am stärksten populierte Transferkanäle wurden also mit ihren Q-Wert-Konversionsfaktoren gewichtet, das heißt der Anteil der 1n, 2n, 1p und 2p Kanäle am Gesamttransferquerschnitt wurde mit dem aus den DWBA-Rechnungen resultierenden Faktor umgerechnet. Diese vier Kanäle stellen in allen untersuchten Kernreaktionen über 80% des Gesamttransferquerschnittes dar.

Das Miteinbeziehen des Protonentransfers ist insbesondere für leichtere Systeme von großer Bedeutung, da dort der 1p-Transfer durchaus der dominante Kanal sein kann (Bsp. $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [VID 77]). Ab einem gewissen $Z_1 Z_2$ ist jedoch ausschließlich der 1n-Kanal dominant. Dies zeigt sich auch daran, daß der resultierende Sprung ebenfalls im reinen 1n-Transfer zu beobachten ist. Zur Erstellung einer Systematik wurden alle verfügbaren Transferquerschnitte auf die mittlere Matrix der drei gemessenen Systeme bezogen. Die sich nach Durchführung beider Konversionen ergebenden Transferdaten sind in Tab.4.1 dargestellt.

Für manche Systeme, wie beispielsweise das Ni+Ni und das Ni+Sn, wurden ganze Isotopenreihen gemessen. Die Konversion zeigt in diesen Fällen, daß die Unterschiede zwischen einzelnen Isotopen ausschließlich auf Q_{gg} -Wert-Effekte zurückzuführen sind. Der sich aus der Konversion ergebende Querschnitt in der folgenden Tabelle gilt also in den jeweiligen Fällen für die gesamte gemessene Isotopenreihe.

Transfersystematik					
Reaktion	σ_{tr} (exp.) [mb]	Referenz	Energie- Konversion	Q-Wert- Konversion	σ_{tr} (conv.) [mb]
$^{36}S \rightarrow ^{58}Ni$	55	[SIG 86]	-	25	25
$^{32}S \rightarrow ^{90}Zr$	30	[SKO 88]	-	-	30
$^{16}O \rightarrow ^{208}Pb$	40	[VID 77]	-	-	40
$^{64}Ni \rightarrow ^{64}Ni$	35	[BEC 85]	-	-	35
$^{86}Kr \rightarrow ^{76}Ge$	40	diese Arb.	50	-	50
$^{58}Ni \rightarrow ^{124}Sn$	200	[WOL 87]	-	80	80
$^{86}Kr \rightarrow ^{104}Ru$	100	diese Arb.	-	-	100
$^{86}Kr \rightarrow ^{130}Te$	280	diese Arb.	-	-	280
$^{90}Zr \rightarrow ^{232}Th$	500	[GER 87]	400	300	300
$^{136}Xe \rightarrow ^{186}W$	300	[SCO 85]	-	-	300
$^{136}Xe \rightarrow ^{238}U$	320	[FRA 79]	-	-	320
$^{136}Xe \rightarrow ^{244}Pu$	330	[SCO 85]	-	-	330
$^{232}Th \rightarrow ^{208}Pb$	500	[DEB 86]	600	340	340
$^{238}U \rightarrow ^{238}U$	380	[WIR 86]	-	-	380

4.3 Ergebnis und Diskussion

Abb.4.1 zeigt die graphische Darstellung von Tab.4.1.

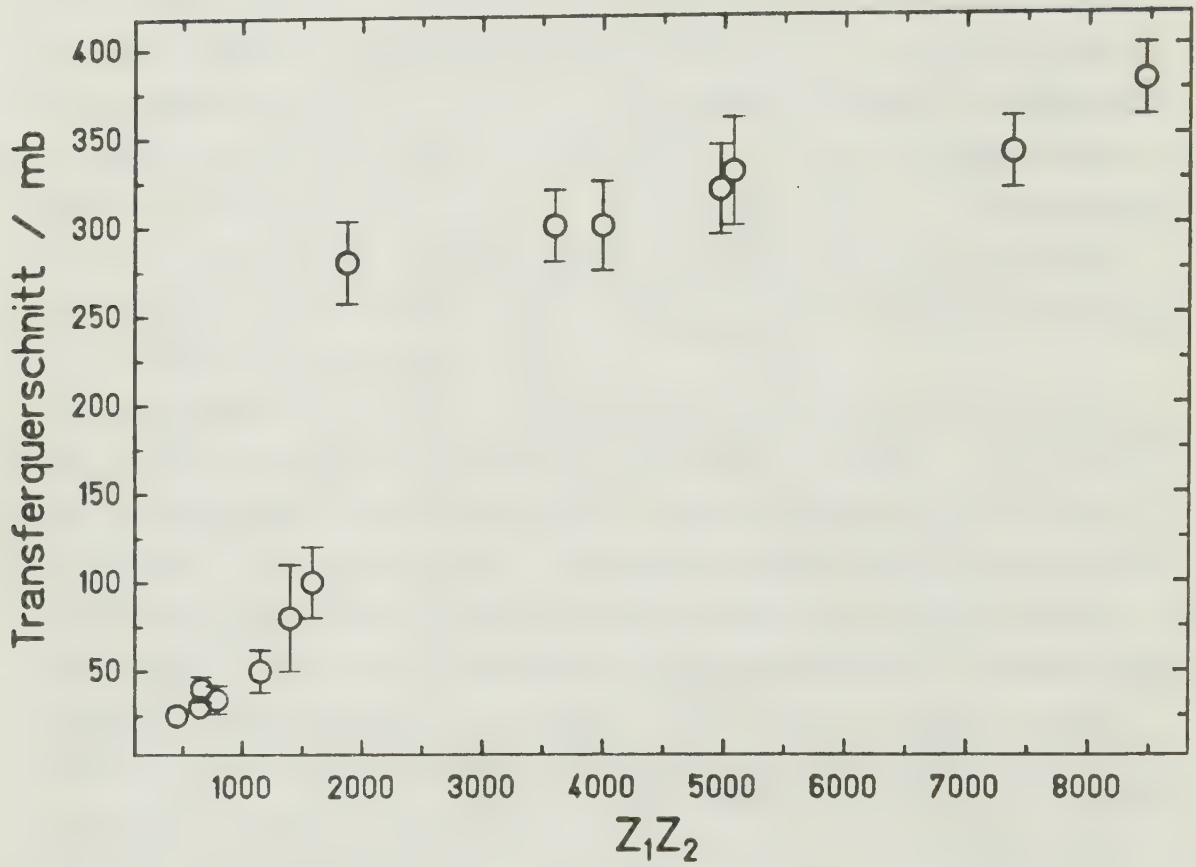


Abbildung 4.1: Aus Tab.4.1 resultierende Transfersystematik.

Der extreme Anstieg im Transferquerschnitt ist scharf lokalisiert im Z_1Z_2 -Bereich zwischen 1600 und 2000. Vor und hinter dem Anstieg zeigt die Kurve einen glatten Verlauf, der dem erwarteten Anstieg des geometrischen Querschnittes mit Z_1Z_2 entspricht. Eine detaillierte Studie von Berdichevsky und Reisdorf [BER 87] sagt für den gesamten Bereich einen linearen Anstieg voraus, da der Überlapp der Kerndichten der kollidierenden Kerne an der Fusionsbarriere linear mit Z_1Z_2 zunimmt. Diese Kerndichten folgen aus selbstkonsistenten Rechnungen, basierend auf der Skyrme-Kraft. Das zugrunde gelegte Potential wird mit Hilfe der adiabatischen Näherung berechnet und entspricht somit dem Brink-Stancu-Potential [BRI 75]. Der lineare Verlauf ist für niedrige Z_1Z_2 sehr gut zu belegen. Bei höheren Z_1Z_2 muß man davon ausgehen, daß diese theoretische Berechnung nicht exakt den wahren Verlauf wiedergibt, da mit zunehmender Coulombrepulsivität die Kurve der Überlappdichte mehr und mehr abflachen sollte.

Nähert man sich der Region der Fusionsbehinderung vom schweren Ast, so folgt die Kurve einem relativ flachen geglätteten Verlauf bis $Z_1Z_2=2000$. An diesem Punkt setzt der abrupte Abfall ein. Bis dorthin scheint sich der Ansatz der in diesem Bereich wenig variierenden Überlappdichten zu bestätigen. Man kann zur Deutung des Sprungs davon ausgehen, daß die Systeme oberhalb der Schwelle kein Pocket mehr in ihrem Potentialverlauf haben. Das bedeutet, es kann keine Fusion mehr stattfinden, sodaß 100% des Reaktionsquerschnittes in Nukleonenaustauschreaktionen gehen müssen. Trajektorienrechnungen von Henning [HEN 87] haben gezeigt, daß mit zunehmender Massivität und damit Repulsivität der Coulombkraft alle einlaufenden Trajektorien zunehmend an der Oberfläche lokalisiert bleiben, wodurch es zu einer verstärkten Bevölkering immer elastischerer Kanäle kommt. So wäre der glatte Verlauf oberhalb der Schwelle damit zu erklären, daß die Systeme bereits zu 100% Transferkanäle populieren und der Anstieg lediglich auf den verflacht zunehmenden Dichteüberlapp zurückzuführen ist. Quantenmechanische Rechnungen des Reaktionsquerschnittes mittels PTOLEMY zeigen, daß diese Annahme in der Tat bis hinunter zum $Kr+Te$ erfüllt zu sein scheint (siehe Kap.3.3). Der starke Abfall koinzidiert dann mit der Ausbildung eines Pockets bei fallendem Z_1Z_2 . Der Einfang des Systems in das Pocket entvölkert die quasielastischen Transferkanäle und bevölkert komplexere Kanäle bis hin zur Fusion.

Kommt man vom leichten Ast, so scheint sich auch hier zunächst der lineare Anstieg aufgrund des Dichteüberlapps bis $Z_1 Z_2 = 1600$ zu bestätigen. Der steile Anstieg korreliert dann jedoch mit der einsetzenden Fusionsbehinderung, also dem Einsetzen des Extrapush-Phänomens.

Beide Ansätze, der des schweren und der des leichten Astes, ergänzen einander, da das Fehlen des Pockets letztendlich zum Verschwinden des Fusionskanals führt.

Kapitel 5

Magnetspektrometer-Messungen an Zr-Systemen

5.1 Motivation und Systemauswahl

Aus der in Kap.4 bestimmten Systematik geht hervor, daß der Sprung im Transferquerschnitt lediglich durch die drei gemessenen Kr-Systeme belegt wird. Es schien also ratsam weitere Systeme nahe am kritischen Z_1Z_2 zu messen. Hierbei sollte die Messmethode variiert werden, um eine möglichst vollständige kinetische Information über das Verhalten des Transfers zu erhalten. Relevant ist die Bestimmung der totalen kinetischen Energie und des Energieverlustes ($TKEL=-Q$) der entstehenden Produktkerne. Mittels dieser Größen ist eine eindeutige Separation einzelner Reaktionsmechanismen möglich, da alle Kanäle, außer den quasielastischen, eine deutliche Energiedämpfung aufweisen, die je nach Komplexität des Reaktionskanals zunimmt. Als einteilcheninklusive, vollständige Meßmethode bietet sich die Separation durch das GSI-Magnetspektrometer an. Mit diesem Gerät ist es möglich integrale Z-, A-, Q- und Θ -Verteilungen zu bestimmen. Daraus ergibt sich eine vierfach differentielle Querschnittsverteilung $\frac{\partial^4 \sigma}{\partial Z \partial A \partial T K E \partial \Theta}$.

Gute Energie-, Massen- und Ladungsauflösung werden durch die Kopplung des eigentlichen Magnetspektrometers an eine hochauflösende Ionisationskammer erreicht. Das schwerere Teilchen wurde jeweils beschleunigt. Durch diese inverse Kinematik erreicht man eine erhebliche Verbesserung der Auflösung im Magnetspektrometer. Die nachzuweisenden targetähnlichen Rückstoßkerne haben dann eine wesentlich höhere Energie und sind somit besser nach Z zu identifizieren.

Aufgrund der Messmethode war die Systemauswahl in diesem Fall nicht auf γ -spektroskopisch erfassbare Kanäle ausgerichtet. Besonderen Wert wurde jedoch auf bereits gemessene Fusionsquerschnitte gelegt, da der zu beweisende Effekt im Transfer mit der Fusion korrelieren sollte. Dies ermöglicht auch die Bestimmung vollständiger, experimentell belegter Querschnittsbilanzen.

Als leichtes System wurde $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ untersucht. Keller [KEL 86] hatte im Rahmen seiner Doktorarbeit gezeigt, daß in Reaktionen verschiedener Zr-Targets mit dem doppelt-magischen ^{90}Zr als Projektil die Subbarrieren-Fusion offensichtlich streng korreliert ist mit der Anzahl der Valenzneutronen. Von ^{90}Zr zum ^{94}Zr nimmt der Grad der Deformation drastisch zu, ^{96}Zr hat jedoch eine geschlossene $d^{5/2}$ -Schale und ist daher nicht deformiert. Die niedrigliegenden kollektiven Zustände im ^{90}Zr und ^{96}Zr sind demnach vergleichbar und können nicht zur Erklärung des Fusionsverhaltens herangezogen werden. Gleichzeitig weisen die ^{90}Zr -induzierten Reaktionen einen stark gerichteten Q_{gg} -Trend in Bezug auf ihre dominanten Transferkanäle auf. Variiert man das Target vom ^{90}Zr bis zum ^{96}Zr so steigt beispielsweise der $1n$ - Q_{gg} -Wert sukzessive von -5 MeV auf -1 MeV. Der Fusionsquerschnitt unter der Barriere steigt dementsprechend an. Die Korrelation zwischen Fusion und Transfer ist offensichtlich. Andererseits zeigen Vergleiche der Daten von Keller et al. mit Rechnungen, die von der Bass-Barriere als Fusionsbarriere ausgehen, daß die Fusionsbehinderung in dieser Richtung immer weiter zunimmt. Während man für das magische System $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ keine Barrierenverschiebung messen konnte, weist das System $^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ bereits einen extra-push von 5 MeV auf, siehe Abb.5.1.

Im Rahmen der Betrachtungen zur Abhängigkeit des Transfers von der Fusionsbehinderung an der Coulombbarriere bei gleichbleibender Potentialenergiefläche sollte dieses System den steilen Anstieg des Querschnitts zu niedrigerem $Z_1 Z_2$ begrenzen.

Als schweres System wurde $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ gewählt. Auch in diesem System wurde der Fusionsquerschnitt bereits bestimmt [SAH 85], siehe Abb.5.2. Daraus ergab sich ein drastischer Extra-push von etwa 28 MeV. Da hier eine massive Behinderung vorliegt, sollte diese Reaktion den stark überhöhten Transferquerschnitt im System $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Te}$ bestätigen.

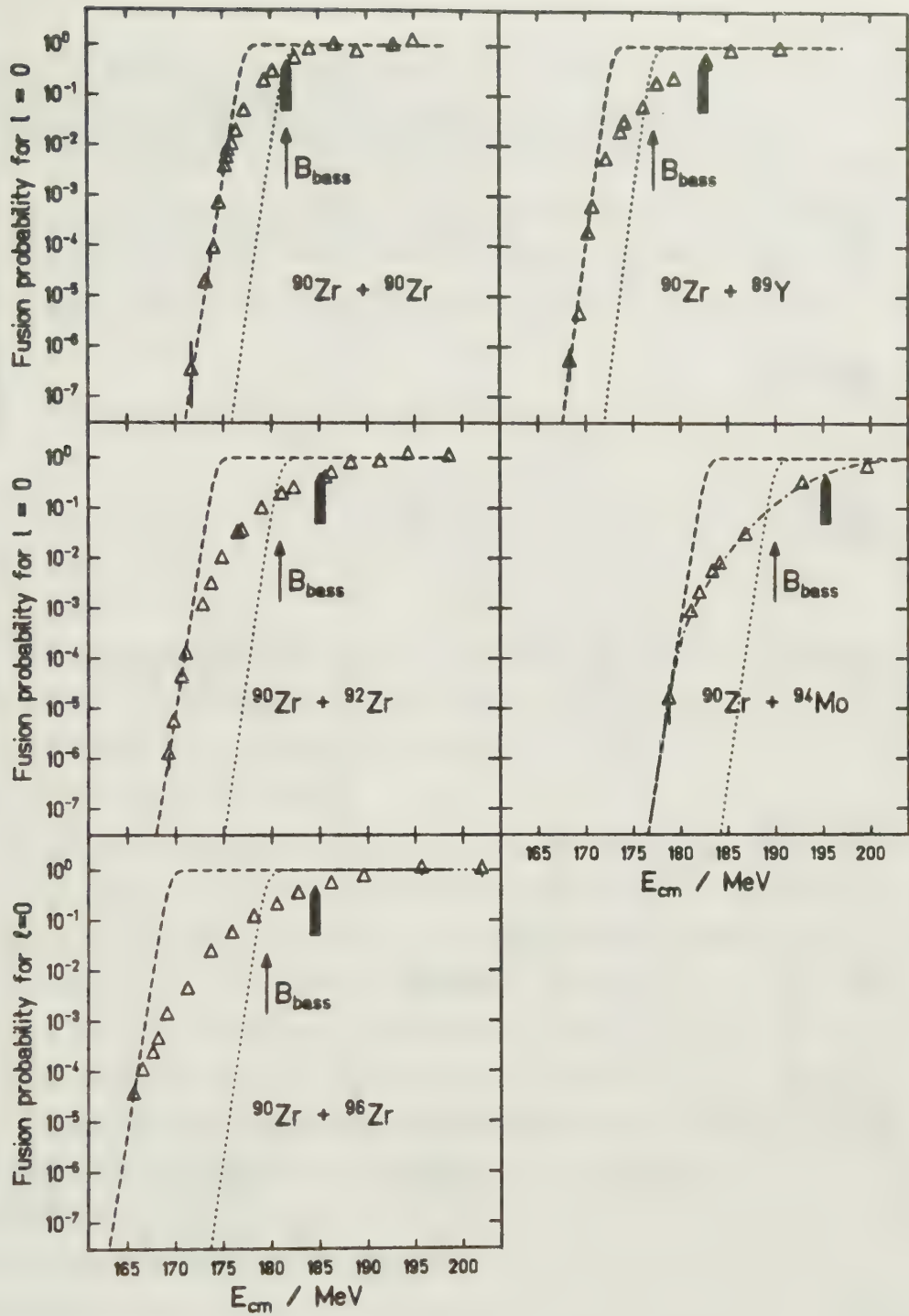


Abbildung 5.1: Fusionswahrscheinlichkeiten der Zr-Isotopenkette [KEL 86]. Der nach dem Bass-Modell erwartete Verlauf ist gepunktet eingezeichnet. Die Bass-Barriere ist generell bei einer Fusionswahrscheinlichkeit von 0.5 lokalisiert. Die gestrichelte Kurve ergibt sich durch Anpassen dieses Ansatzes an die Sub-Barrieren-Daten. Die Reaktionen von ^{90}Zr mit ^{89}Y und ^{94}Mo dienen zum Vergleich bei Variation der Protonenzahl anstatt der Neutronenzahl. Die Balken geben die resultierende Barriere an.

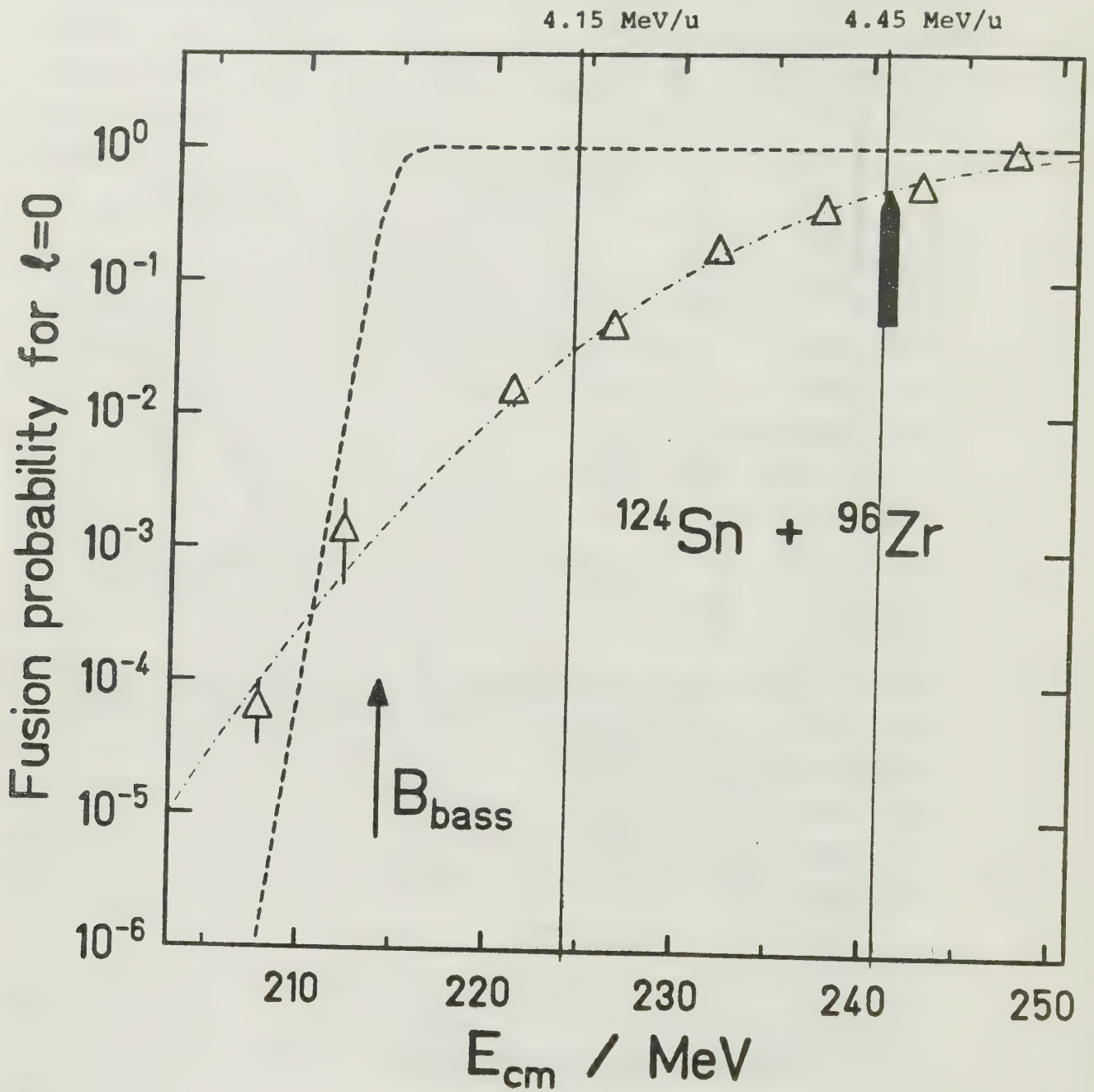


Abbildung 5.2: Fusionswahrscheinlichkeit im System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$. Gestrichelt ist wiederum der Verlauf nach dem Bass-Modell eingezeichnet. Die gewählte Einschussenergie von 4.15 MeV/u ist markiert.

Beide Systeme begrenzen also **exakt** den Bereich der postulierten Transferabhängigkeit. Die Einschußenergie wurde gleichbleibend auf 4.15 MeV/u festgelegt. Dies entspricht im leichten System einem $E/B=1.07$, während man im Fall des $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ genau zwischen klassischer und verschobener Fusionsbarriere einschießt, siehe Abb.5.2. Für die generierte Systematik, der die Bass-Barriere als Referenz zugrundeliegt, entspricht dies einem Verhältnis von $E/B=1.05$.

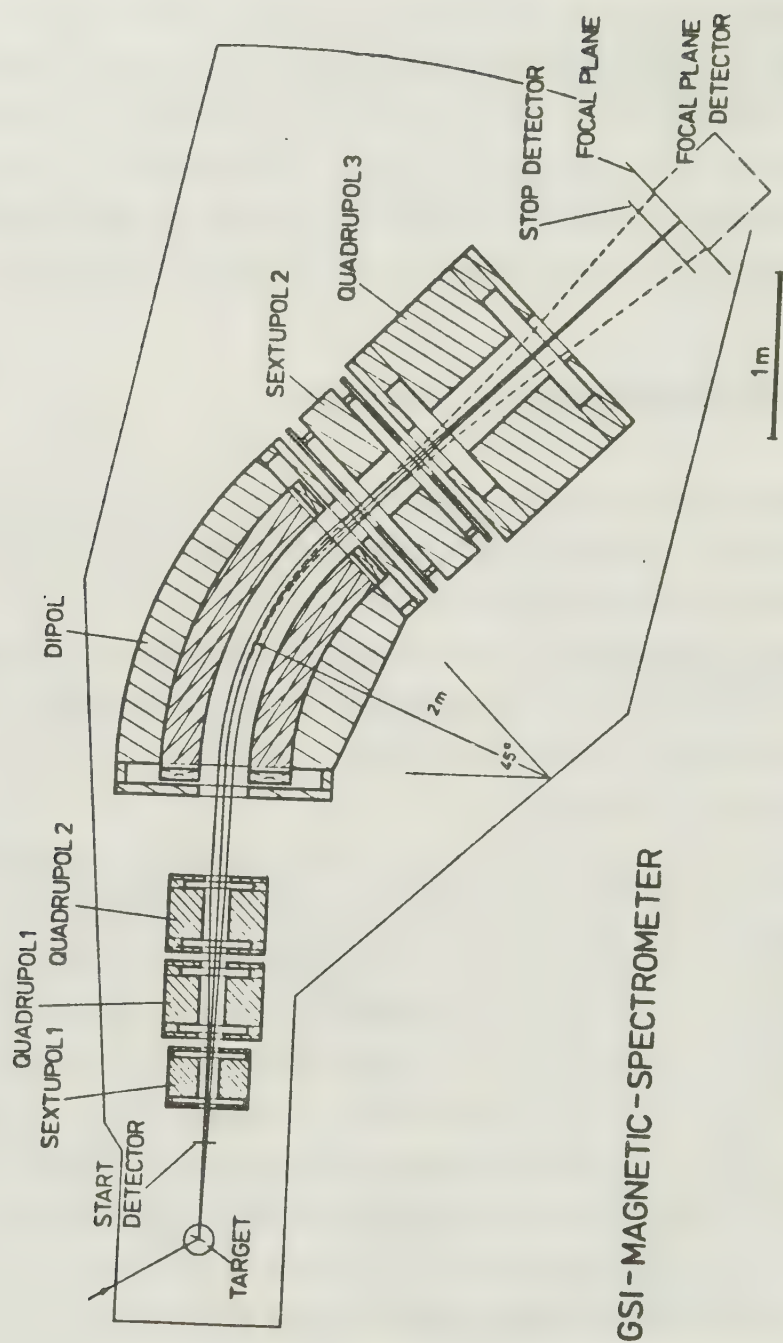
5.2 Experimenteller Aufbau

Das Magnetspektrometer bietet die Möglichkeit einer eindeutigen Teilchenidentifizierung über Z und A bei gleichzeitig optimaler Energieauflösung. Die Methode ist im Gegensatz zur Spektroskopie nicht auf instabile Kerne begrenzt.

Das Spektrometer besteht aus sechs ionenoptischen Elementen: einem um 45° abgewinkelten Dipolmagneten, drei Quadrupolen und zwei Sextupolen, die insgesamt in der Reihenfolge SQQDSQ angeordnet sind [PUE 79]. Der schematische Aufbau ist in Abb.5.3 dargestellt.

Die ersten beiden Quadrupole fokussieren den vom Target gestreuten Strahl auf die Fokalebene. Der Dipol mißt die magnetische Steifigkeit $B \cdot \rho$ der zu analysierenden Teilchen. Mit Quadrupol 3 wird die Dispersion angepaßt. Der vordere Sextupol dient zur ionenoptischen Korrektur 2.Ordnung. Der hintere Sextupol bestimmt den Neigungswinkel der Fokalebene bezüglich der Referenztrajektorie. Alle sechs Elemente sind auf einem Drehtisch installiert, der eine stufenlose Rotation im Bereich von $0-45^\circ$ um das Target erlaubt. Das Detektorsystem besteht aus einer methangefüllten Ionisationskammer mit einem ortsempfindlichen Proportionalzählrohr als Fokalebenendetektor. Die Ionisationskammer ist in fünf Kammerteile unterteilt. Mittels dieser Meßanordnung werden die Position der Ionen in horizontaler und vertikaler Richtung, der Energieverlust in jedem Kammerteil und die Restenergie bestimmt. Die Vertikalposition ergibt sich aus der Elektromendriftzeit zur Ionisationskammer-Anode. Die Horizontalposition wird über das Proportionalzählrohr gemessen.

Zu der Trennung durch die spezifische Magnetanordnung und die δE -E-Messungen in der Ionisationskammer kommt noch eine Flugzeitstrecke, die durch



GSI - MAGNETIC - SPECTROMETER

Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des GSI-Magnetspektrometers.

einen Startdetektor vor dem ersten Sextupol und einen Stopdetektor vor dem Eintrittsfenster der Ionisationskammer begrenzt ist. Die gesamte Flugstrecke mißt 6.4 m. Als Startdetektor dient ein ortsempfindlicher Channelplate-Detektor. Seine Anode ist in 2 mm breite, mit einer Widerstandskette verbundene Streifen unterteilt, die die Sekundärelektronen mißt, die beim Durchgang der Ionen durch die $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Eingangskohlenstoffolie ausgelöst werden. Auf diese Art kann die Abweichung zwischen Eingangs- und Sollwinkel der Ionen genau bestimmt werden.

Als Stopdetektor dient eine $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Szintillatorfolie, die von vier Photomultipliern ausgelesen wird. Noch detailliertere Angaben über das gesamte Meßsystem finden sich in der Literatur [SCU 83].

Für jedes nachgewiesene Ion können also mittels der gesamten Anordnung folgende Signale abgenommen werden:

- die Flugzeit T . $T = T_{\text{stop}} - T_{\text{start}}$. (Auflösung = 510 ps).
- der Eintrittswinkel Θ . (Auflösung = 2 mrad).
- der Ort in der Fokalebene X . (Auflösung = $2.4 \cdot 10^{-3}$ m).
- der vertikale Ort Y . (Auflösung = 1 mm).
- der Energieverlust δE . (Auflösung = 1.2%).
- die Restenergie E_{rest} . (Auflösung = 0.8%).

Werden alle Signale koinzident gemessen, so kann man aus diesen Größen den atomaren Ladungszustand q , die Masse A , die Kernladungszahl Z und die kinetische Energie TKE eindeutig bestimmen.

Elastisch gestreute Teilchen wurden in zwei Monitoren entlang der Strahlrichtung detektiert; die Strahlintensität wurde im Faradaycup hinter der Apparatur gemessen.

5.3 Durchführung des Experiments

Es wurden zwei Experimentruns über jeweils 2 Strahltag durchgeföhrt.

Im ersten Run wurde ein ^{96}Zr -Strahl auf ein ^{90}Zr -Target geschossen. Das Zr-Target wies eine Isotopenreinheit von 99.36% auf (Kontaminationen: ^{91}Zr 0.30%, ^{92}Zr 0.17%, ^{94}Zr 0.12%, ^{96}Zr 0.04%). Die Einschußenergie betrug $E_{\text{lab}}=398\text{ MeV}$. Dies entspricht 4.15 MeV/u. Neben dem Haupttarget wurden noch ein Au- und ein ^{92}Mo -Target bestrahlt. Das Au-Target diente zur Eichung, daher wurde in dieser Messung lediglich die elastische Streuung bestimmt. Diese Streumessungen bei 5° bzw. 10° dauerten etwa 10 min, während die Winkelbereiche, in denen neben dem Streuprozess noch Nukleonenaustausch zu erwarten war, jeweils etwa 2 bis 5 Stunden, je nach Statistik, bestrahlt wurden. Der Bereich von 20° bis 40° wurde in 5° -Schritten abgefahren. Zur intrinsischen Z-Eichung in diesem Winkelbereich wurde das ^{92}Mo -Target verwendet. Der Gasdruck in der Ionisationskammer variierte zwischen 80 und 130 Torr, je nach winkelabhängiger Geschwindigkeit der zu stoppenden Teilchen.

Der Strahlstrom betrug während des gesamten Runs im Mittel etwa 3TnA. Dies entspricht etwa 50 enA.

Der zweite Run wurde mit einem ^{124}Sn -Strahl auf ein ^{96}Zr -Target durchgeföhrt. Die Einschußenergie betrug $513\text{ MeV} = 4.14\text{ MeV/u}$. Alle sonstigen Experimentparameter entsprachen denen des vorhergehenden Runs. Als Ionenquellenmaterial wurde eigens angereichertes ^{124}Sn verwendet. Der Strahl wies eine entsprechend hohe Reinheit auf (Kontamination: Xe, siehe Kap.6.2). Das ^{96}Zr -Target hatte eine Güte von 96%. Die Verunreinigung setzte sich wie folgt zusammen: ^{94}Zr 1.70%, ^{92}Zr 0.17%, ^{91}Zr 0.40%, ^{90}Zr 1.54%. Auf diesem Niveau stellt lediglich die elastische Streuung an den verunreinigenden Isotopen eine zu beachtende Störreaktion der Neutronentransfers dar. Es bieten sich zwei unterschiedliche Möglichkeiten an, um die elastischen Komponenten der Kontaminanten von den Nukleonenaustauschreaktionen der zu untersuchenden Reaktion zu separieren. Zum einen besteht das Massenspektrum bei großen Rückwärtswinkeln ($\Theta_{\text{lab}}=40^\circ$) bis auf den 1n-Kanal ausschließlich aus elastischen Streuereignissen, das heißt die Verunreinigung läßt sich in diesem Winkelbereich, relativ zum ^{96}Zr -

Peak, eindeutig bestimmen. Zum anderen zeigen die nach Z und A getrennten Energieverlustspektren der kontaminierten Kanäle eine von den Transferereignissen deutlich abseparierte elastische Komponente, siehe Kap.6.5. Unter Zuhilfenahme beider Methoden ließ sich der Transferquerschnitt zweifelsfrei berechnen.

5.4 Beschreibung der off-line-Analyseprozedur

Die Auswertung erfolgte mit Hilfe eines off-line-Analyseprogramms im Rahmen des GSI-Auswerteprogramms SATAN.

Hierin wird zunächst die Gesamtenergie in der Ionisationskammer berechnet. Sie ergibt sich aus der Addition der Energieverluste in den einzelnen Kammerteilen mit der Restenergie.

Zur Bestimmung der entscheidenden Größen A, Z und TKE dienen folgende Beziehungen:

$$\delta E \propto Z^2 \cdot \frac{A}{E} \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (5.1)$$

$$T = \frac{s(X, \Theta)}{v} \quad (5.2)$$

$$B \cdot \rho \propto X \sim \frac{A \cdot v}{q} \propto \frac{P}{q} \quad (5.3)$$

$$E = \frac{A \cdot v^2}{2} \quad (5.4)$$

Das eigentliche Rechenprogramm startet mit der Bestimmung des Fokalebeneortes X und der Abweichung des Eintrittswinkels vom Sollwinkel Θ . Für X gilt

$$X \propto B \cdot \rho(X, \Theta) \propto A \cdot \frac{v}{q} \quad (5.5)$$

das bedeutet die Abstände der Linien im Ortsspektrum sind für eine vorgegebene Masse und Geschwindigkeit, beispielsweise im elastischen Peak, proportional $1/q$. Abb.5.4 zeigt als Beispiel die unterschiedlichen Ladungszustände im elastischen Peak für die Eichreaktion $^{124}\text{Sn} + ^{197}\text{Au}$. Gold wurde als Eichmaterial

herangezogen, da die verfügbaren Targets sich durch eine außerordentlich geringe Massenbelegung ($75 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und gute Homogenität bei gleichzeitig hoher Strahlresistenz auszeichneten.

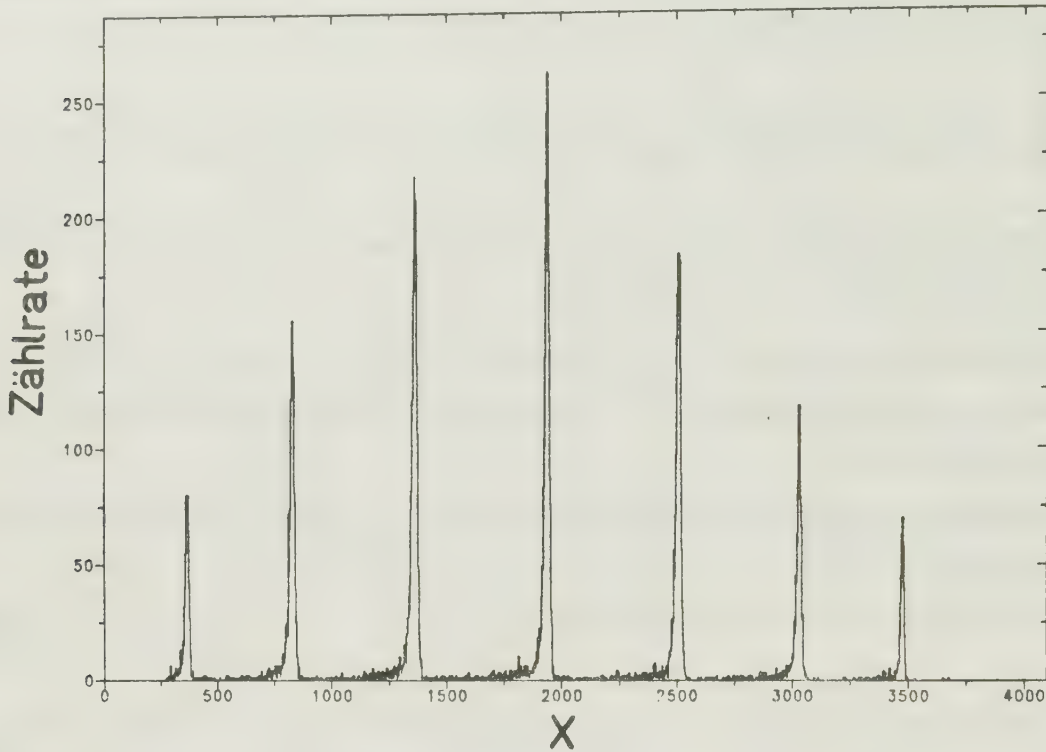


Abbildung 5.4: *Typisches Ortsspektrum in der Fokalebene. Die Peaks stellen verschiedene Ladungszustände des elastisch gestreuten ^{124}Sn dar.*

Der Ort X in der Fokalebene ist also ein Maß für $B\rho$ bzw. den Impuls P pro Ladungseinheit. Generell gilt

$$\frac{P}{q} = a + b \cdot X1 \quad (5.6)$$

wobei $X1$ einen korrigierten Ort X darstellt. Das gemessene X unterliegt nämlich sowohl ionenoptischen Fehlern (Dispersionskorrektur), wie auch einer gewissen kinematischen Verbreiterung, die sich aus dem endlichen Eintrittswinkel Θ ergibt. Das heißt, Teilchen gleicher Masse mit gleichem atomaren Ladungszustand würden auf unterschiedliche Orte X abgelenkt. Diese Orts-Verbreiterung wird ergebnisweise kompensiert, da der genauere Eintrittswinkel mit dem Channelplate-Detektor gemessen wurde.

Außerdem wird die Abhängigkeit der Ionenoptik in der vertikalen Koordinate Y , die senkrecht zur ionenoptischen Symmetrieachse steht, kompensiert. Der Drift in der Ionisationskammer wird hierbei genutzt, um Y zu bestimmen.

Für die Korrektur des Ortes gilt daher folgende Beziehung:

$$X1 = X + disp(2) \cdot (X - X_0)^2 + disp(3) \cdot (X - X_0)^3 \quad (5.7)$$

$$+ t \cdot (\Theta - \Theta_0) \quad (5.8)$$

$$+ h \cdot (Y - Y_0)^2 \quad (5.9)$$

X_0 , Θ_0 und Y_0 sind der mittlere Ort in der Fokalebene, der mittlere Eintrittswinkel und die mittlere vertikale Koordinate.

Die ionenoptischen Dispersionskoeffizienten $disp(2)$, $disp(3)$, sowie die Konstanten a und b aus Gleichung 5.6 folgen aus dem 5^0 -Ortsspektrum der Eichreaktion $^{124}Sn + ^{197}Au$ (Abb.5.4). Nahe $\Theta_{lab}=0^0$ kann man davon ausgehen, daß lediglich elastische Streuung auftritt. Der Impuls kann für jeden einzelnen Ladungszustand der elastischen Linie über die Beziehungen

$$B \cdot \rho = 3.3356 \cdot \frac{P}{q} \quad (5.10)$$

$$P = E(MeV) \cdot \frac{\mu(amu)^{1/2}}{E(MeV)} \cdot 43.162 \quad (5.11)$$

berechnet werden. Die einzusetzende Energie entspricht der Einschußenergie abzüglich einer geringfügigen kinematischen Korrektur für 5^0 -Ereignisse.

Aus dem Fit zwischen den berechneten P/q - und den gemessenen X -Werten ergeben sich dann $disp(2)$, $disp(3)$, a und b . Die Dispersionskoeffizienten folgen also über eine Impulskalibrierung aus dem Ortsspektrum.

Zunächst müssen jedoch noch die Korrekturen aufgrund der kinematischen Verbreiterung und der Abhängigkeit der Ionenoptik in Y -Richtung durchgeführt werden. Die t - und h -Bestimmung ist in erster Näherung unabhängig von der dargestellten Prozedur zur Dispersionskorrektur. Außerdem ist sie im Gegensatz zur Dispersion winkelabhängig. Die Abweichung vom vorgegebenen Ort läßt sich in

beiden Fällen durch sogenannte Scatterplots, die ereignisweise aufgebaut werden, darstellen, siehe Abb.5.5 und 5.6.

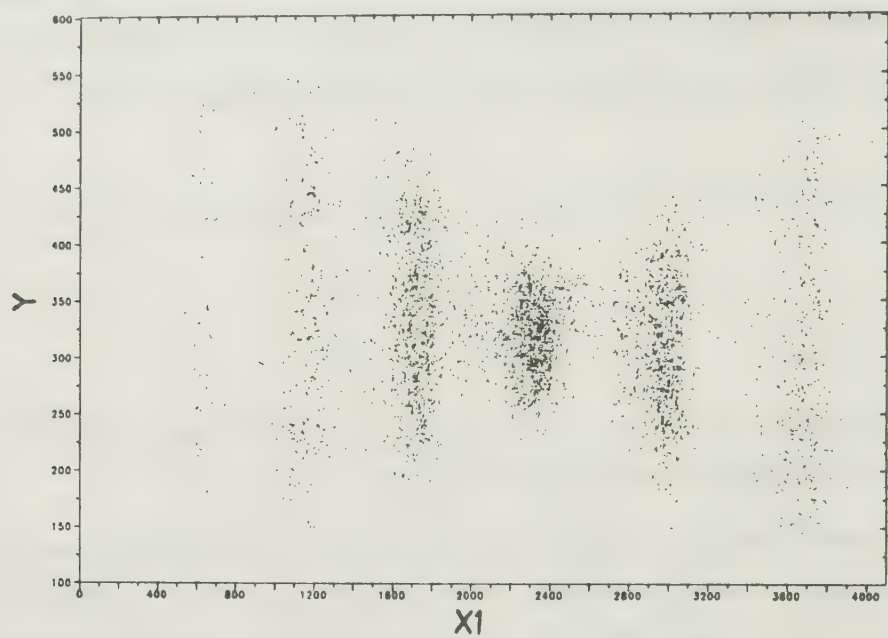


Abbildung 5.5: Scatterplot X gegen Y für 20000 Ereignisse. Die Ereignismaxima müssen jeweils exakt senkrecht zur X -Achse stehen.

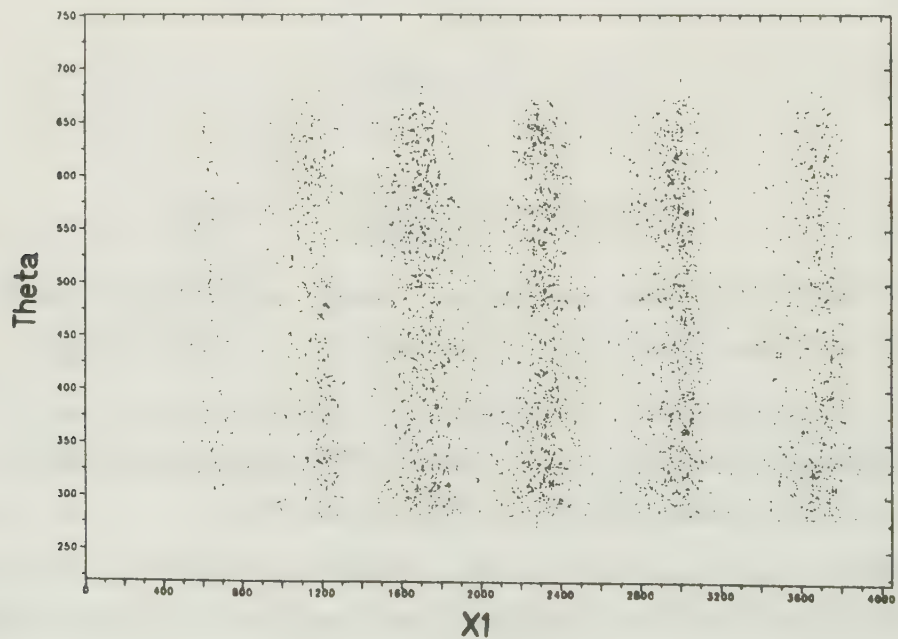


Abbildung 5.6: Scatterplot X gegen Θ für 20000 Ereignisse. Die Ereignismaxima müssen jeweils exakt senkrecht zur X -Achse stehen.

Bei richtiger Wahl von t und h sind die Orte $X1$ nicht mehr von Y (Abb.5.5) bzw. Θ (Abb.5.6) abhängig.

Sind alle Korrekturen richtig gewählt, geht P/q linear mit dem korrigierten Ort $X1$.

Als nächster Schritt folgt die Eichung der Flugzeitmessung. Aus der gemessenen Zeit läßt sich nach Kalibrierung der Quotient T/s bilden, wobei s die Flugbahnlänge ist. Diese Bestimmung von T/s wurde für die Eichreaktion $^{124}\text{Sn} + ^{179}\text{Au}$ bei 5° durchgeführt und während der Auswertung der Hauptreaktion bis auf einen winkelabhängigen Delay-Faktor konstant gehalten.

Durch Multiplikation von T/s mit P/q folgt schließlich das Verhältnis A/q . Hierbei gilt

$$A/q = \frac{B \cdot \rho(X, \Theta) \cdot T}{s(X, \Theta)} = \frac{(P/q) \cdot T}{s(X, \Theta)} \quad (5.12)$$

s ist demnach ebenfalls X - und Θ -abhängig. Es wird daher entsprechend dem Ort ionenoptisch und kinematisch korrigiert. Die Zeitmessung ist prinzipiell ungenauer als die $B\rho$ -Bestimmung. Daraus folgt, daß die Massenauflösung im wesentlichen durch die Zeitauflösung begrenzt ist. Durch Korrekturen höherer Ordnung, insbesondere durch Veränderung der Dispersion entlang der Fokalebene, kann man eine Verbesserung der Auflösung erreichen. Die sich für dieses Experiment nach Durchführung aller Korrekturen ergebende Auflösung von $\delta A/A = 1/300$ erlaubt eine eindeutige Massentrennung im gesamten Winkelbereich. Durch die elastischen Peaks der verschiedenen bekannten Ladungszustände läßt sich die Masse A eichen. Diese Peaks können durch Fenster im $A/q \# P/q$ -Plot abgetrennt werden, siehe Abb.5.7. In diesen Bereichen bekannter Ladung kann man nun die Ionisationskammerenergie EIC auf die Spektrometerenergie ESP normieren. Als Eichkonstante gilt hierbei die über das Kinematikprogramm HEEWEE [REI 88] in Abhängigkeit vom Winkel bestimmte Teilchenenergie. Für ESP gilt

$$ESP = 5.3678 \cdot 10^{-4} \cdot P \cdot \frac{P}{A} + ELOSS0 \quad (5.13)$$

wobei P und A bei bekannter Ladung aus P/q respektive A/q bestimmt wurden. $ELOSS0$ ist der winkelabhängige Energieverlust, der sich aus Verlusten, die aus dem Durchflug durch Target, Backing, Channelplate und Szintillator entste-

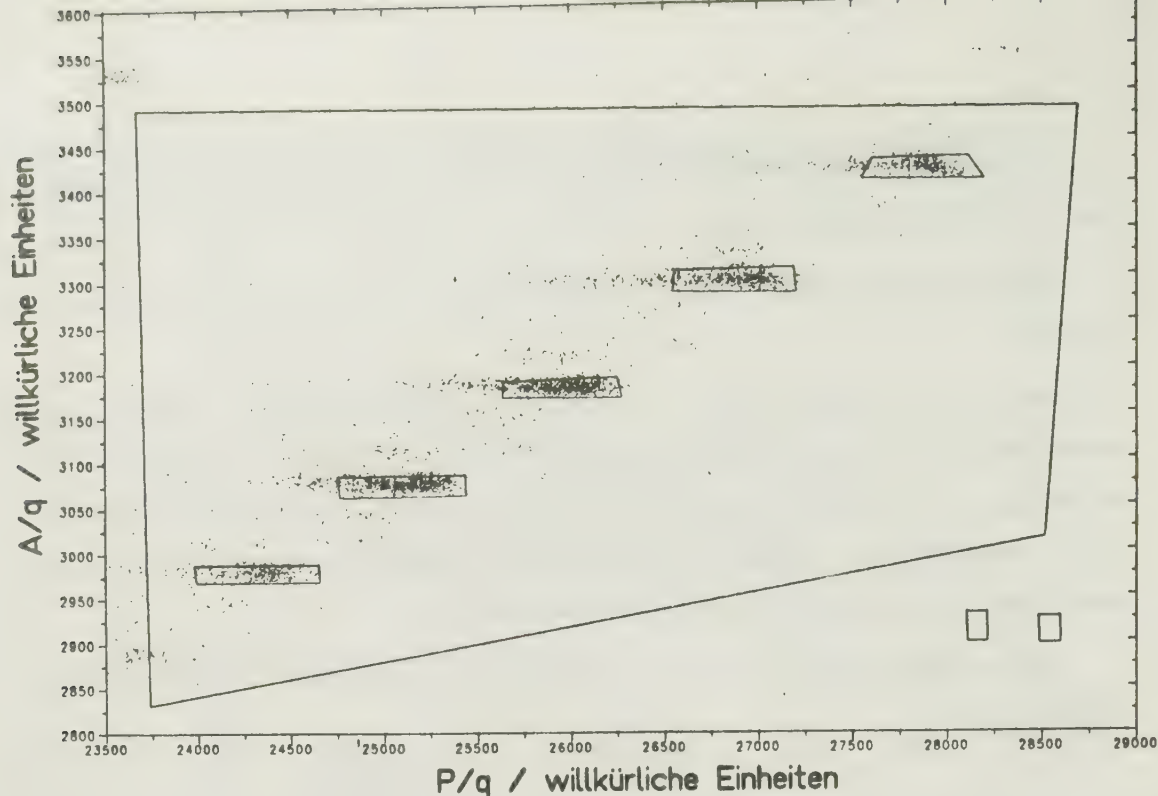


Abbildung 5.7: Typischer $A/q \# P/q$ -Plot im Bereich um ^{96}Zr . Die zur Abtrennung des elastischen Peaks gesetzten Fenster sind eingezeichnet.

hen, zusammensetzt. Dieser Verlust läßt sich mittels Reichweitentabellen bestimmen.

Die Energieauflösung ist daher lediglich durch die Ortsauflösung des Spektrometers in der Fokalebene, durch Targeteffekte und die Unschärfe des Strahls gegeben. Die Auflösung von ESP sollte eine dementsprechend höhere Güte als die von EIC aufweisen. Diese Voraussetzung war im Falle des $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ -Runs nicht gegeben, da das Zr-Target eine ungewöhnlich hohe Inhomogenität aufwies. Dies ist auf die Fertigungstechnik bei dem verwendeten Targetmaterial zurückzuführen, da in diesem speziellen Fall das als Zr-Salz vorliegende Material auf eine Backing-Folie 'aufgesputtert' werden mußte. Materialien die als Metall vorliegen, wie z.B. das ^{90}Zr , werden für gewöhnlich gewalzt. Die Inhomogenität führte für die Reaktion $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ zu einer vergleichbaren Energieauflösung in Ionisationskammer und Spektrometer von jeweils 7 MeV. Außerdem wurde durch den Sputterprozeß das Target mit leichteren Ionen (vermutlich O, Ca aus der Zr-Salzverbindung) kontaminiert. Dies führt zu einer Erhöhung des Energieverlustes im Target, wodurch die Energie, bei der die Reaktion stattfindet, leicht abgesenkt wird und eine gewisse

Schwankungsbreite aufweist ('wahre Einschußenergie' = 508 ± 3 MeV). Im leichten System wurden diese Probleme durch die Beschaffenheit des ^{90}Zr -Targetmaterials umgangen. Hier betrug die Energieauflösung im Spektrometer etwa 3 MeV und in der Ionisationskammer etwa 7 MeV. Einzige Bedingung an die Energieauflösung in der Ionisationskammer ist, daß $\Delta\text{EIC}/\text{EIC} < 1/q$ ist, denn nur dann ist eine Ladungstrennung möglich. Diese Bedingung wurde in beiden Experimenten erfüllt. In die Ionisationskammerenergie geht außerdem ein Parameter (PROP) ein, der den druckabhängigen Energieverlust im Proportionalzählrohr berücksichtigt. Generell differiert der Druck in der Ionisationskammer von Winkel zu Winkel, da es über die Druckvariation möglich ist, die verschiedenen Geschwindigkeiten der nachzuweisenden Teilchen zu kompensieren. Für EIC gilt daher

$$\text{EIC} = \text{EIC0} + \text{ELOSS0} + \text{EIC1} \cdot (E + \text{PROP}) \quad (5.14)$$

Die Normierung beider Energien aufeinander wird in allen Winkelbereichen in den Fenstern der elastischen Peaks durchgeführt. Für diesen Bereich kann die berechnete Ladung fest vorgegeben werden, sodaß P berechnet werden kann. Aus dem Geradenfit (Bsp. siehe Abb.5.8) folgt EIC0 als Abszissenwert und EIC1 als Steigung. Die Ionisationskammerenergie ist außerdem leicht Z-abhängig, aber diese Abhängigkeit ist lediglich für das asymmetrische System relevant. Ihr wird durch eine ereignisweise angepasste Renormierung der Konstanten EIC0 und EIC1 Rechnung getragen. Zur Entwicklung wird eine zusätzliche EIC-Eichung der elastischen Sn-Daten vorgenommen. Zwischen den bekannten Konstanten für $Z=40$ und $Z=50$ kann man dann linear interpolieren. Der Gültigkeitsbereich dieser Annahme läßt sich auch auf $Z \leq 40$ erweitern. Ein reduziertes Q-Spektrum, in dem alle Ladungszustände auf den höchsten vorgegebenen Zustand normiert werden, dient dann zur Überprüfung der Güte der Eichung. Ist der Fehler in diesem Spektrum kleiner als $1/q$, kann man für alle übrigen Ereignisse den Ladungszustand aus EIC berechnen, wobei gilt

$$q = 29.979 \cdot 2 \cdot (\text{EIC} - \text{ELOSS0}) \cdot \frac{T/s}{P/q} \quad (5.15)$$

Eine gute q-Auflösung hängt also hauptsächlich von der Energieauflösung der Ionisationskammer ab. Entspricht die Qualität der berechneten q-Wert-Verteilung

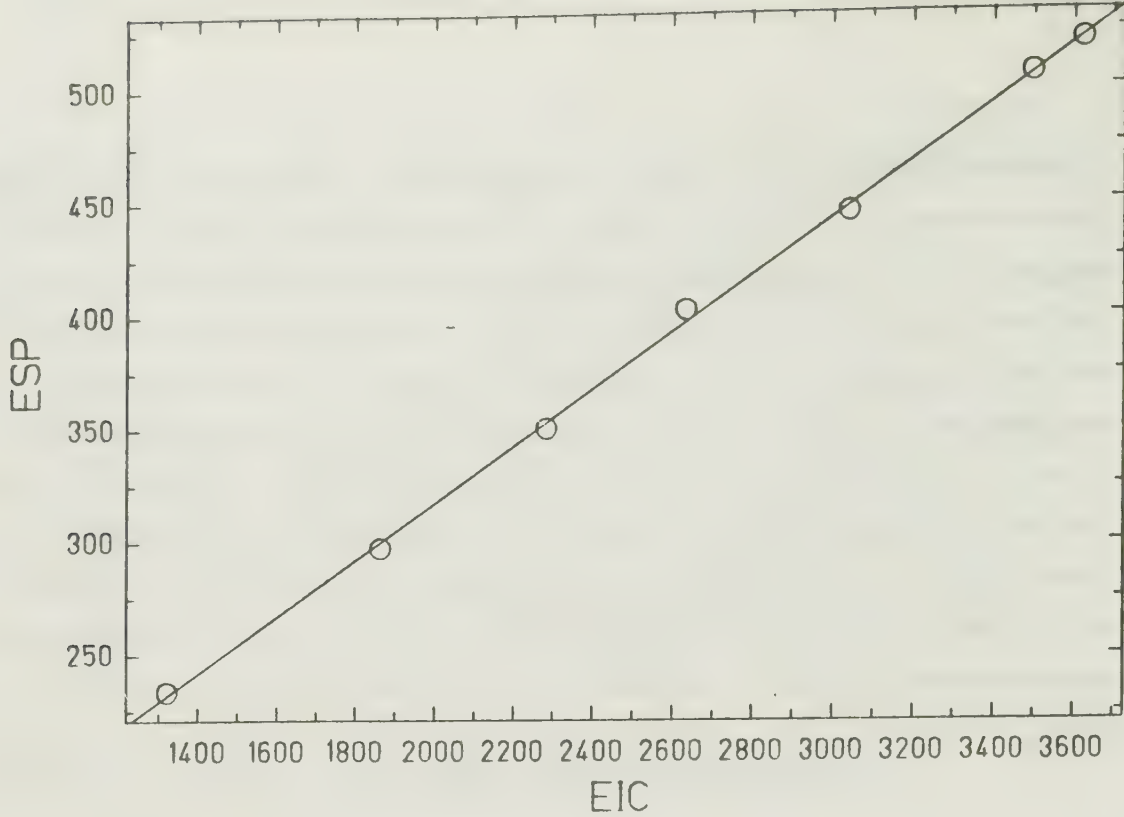


Abbildung 5.8: *EIC/ESP-Eichung. Die jeweiligen Wertepaare ergeben sich aus der unterschiedlichen Kinematik für verschiedene Winkelbereiche.*

nicht der Auflösung im elastischen Bereich für den q ja vorgegeben wurde, so weist dies auf eine fehlerhafte Eichung hin. Ein möglicher Grund ist ein zu niedriger Gasdruck in der Ionisationskammer. Die Teilchen mit der höchsten Energie werden dann nicht vollständig gestoppt und kontaminieren durch 'Rückstreuung' den Bereich geringster Energiedämpfung. In Abb.5.9 ist dies am Beispiel des elastischen Zr-Peaks gezeigt. Die fehlerhafte Energiezuordnung führt zu einer Durchmischung der q -Werte. Besonders deutlich wird dies bei einer zweidimensionalen Darstellung der q -Werte gegen eine Ionisationskammer-invariante Größe wie beispielsweise die Flugzeit T/s , siehe Abb.5.10. Bei korrekter Ionisationskammerenergie darf der q -Wert nicht mit der Flugzeit korreliert sein. Die offensichtliche Beimischung falscher q -Werte durch die nicht-lineare Response am Ende der Ionisationskammer läßt sich lediglich durch Linearisierung der zweidimensionalen Spektren korrigieren, siehe Abb.5.11.

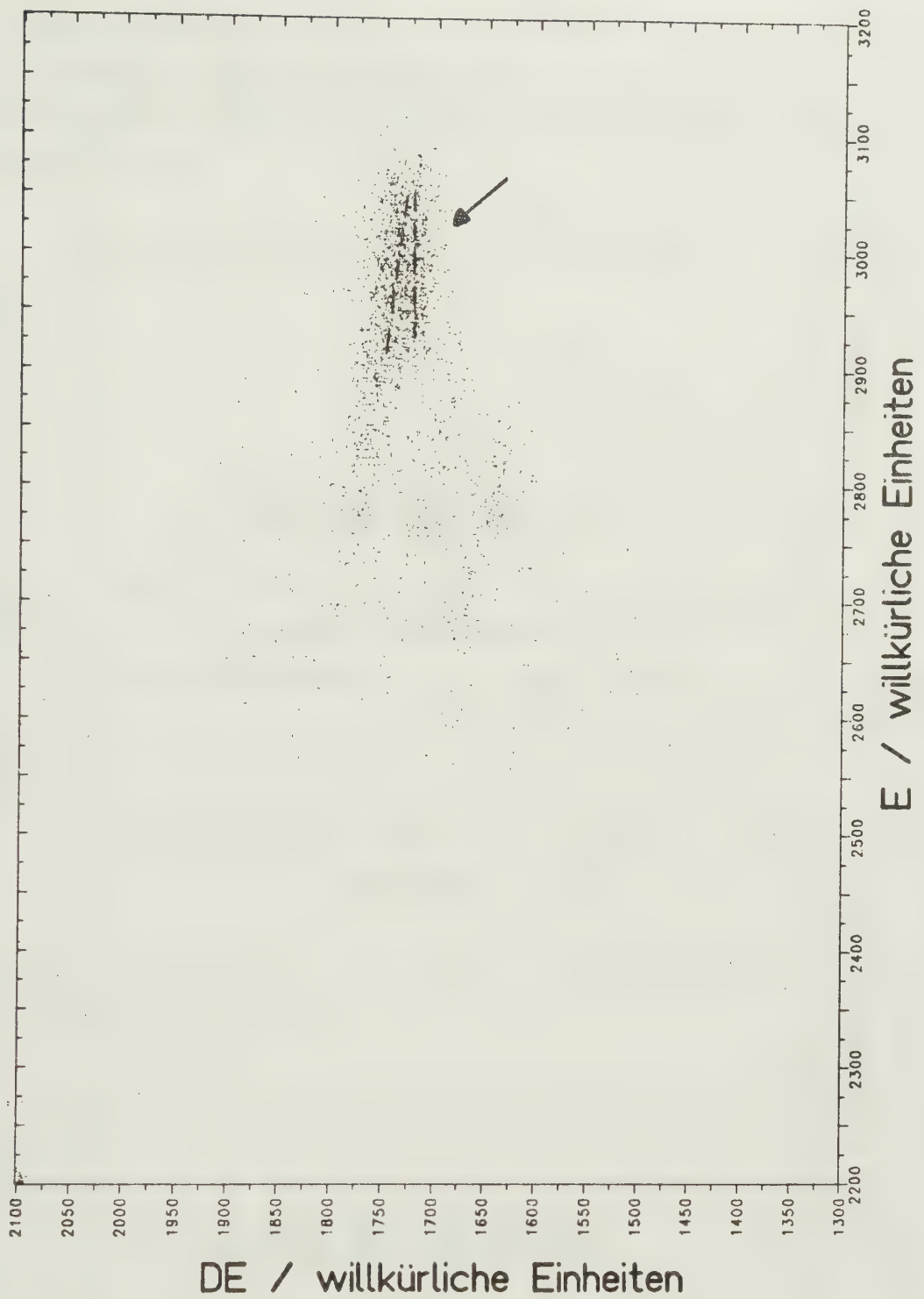


Abbildung 5.9: *Typisches $\delta E \# E$ -Spektrum für nicht vollständig gestoppte Reaktionsprodukte.*

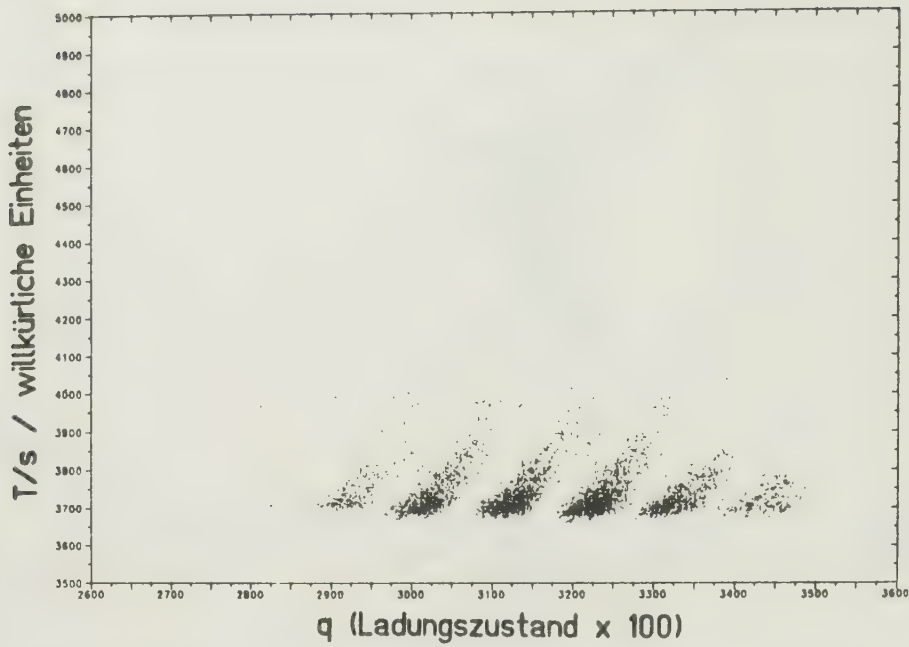


Abbildung 5.10: Scatterplot q gegen T/s . Bei eindeutigem EIC müßten die q -Werte sauber getrennt sein und gerade liegen.

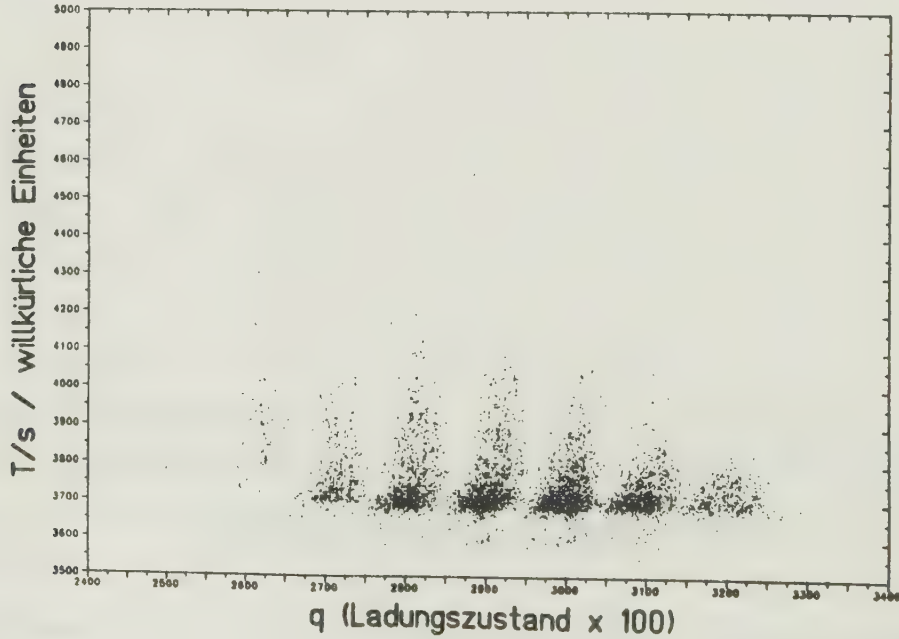


Abbildung 5.11: Linearisierung von Abb.5.10.

Sind die Spektren korrigiert und die q -Werte richtig zugeordnet, folgt aus der Kenntnis der q -Werte die Bestimmung der Masse jedes einzelnen Ereignisses über A/q . Abb.5.12 zeigt dann letztendlich die Güte der Eichung bezogen auf die Massenverteilung.

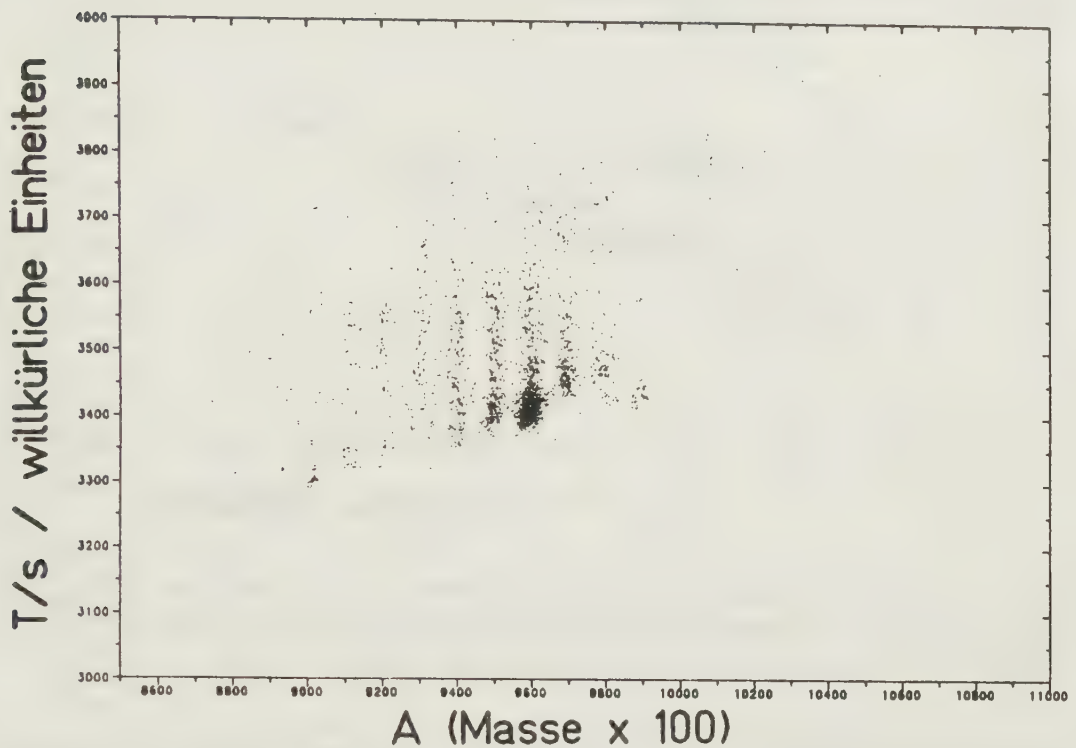


Abbildung 5.12: Scatterplot A gegen T/s . Die eindeutige Trennung ist ein Maß für die Qualität der Eichung.

Um absolute Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, müssen alle Ladungszustände mitberücksichtigt werden. Die Messung ist jedoch durch den endlichen $B\rho$ -Bereich in der Fokalebene limitiert. Hinzu kommt, daß sich die Schwerpunkte der Ladungsverteilungen mit der Kernladungszahl und der Ejektilgeschwindigkeit verschieben, sodaß eine Korrektur des resultierenden Fokalebenenschnittes für jedes Reaktionsprodukt individuell durchgeführt werden muss. In Abb.5.13 ist ein vollständiges $A/q \# P/q$ -Spektrum für einen festen Winkel dargestellt.

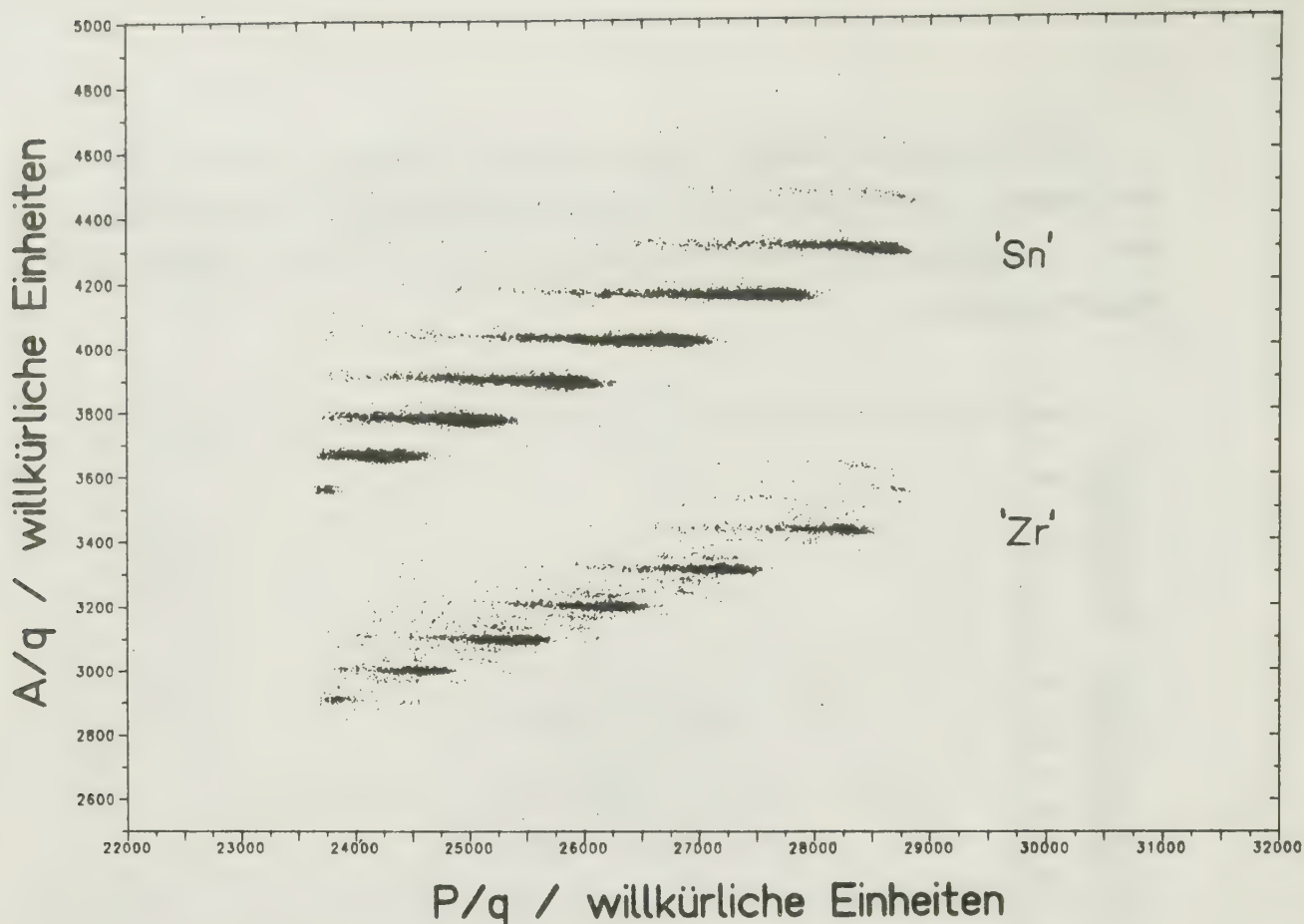


Abbildung 5.13: Vollständiges $A/q \# P/q$ -Spektrum für die Reaktion $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ bei $\Theta_{\text{lab}} = 35^\circ$. Man erkennt deutlich die Limitierung in der Fokalebene. Lediglich die mittleren Ladungen werden mit dem gesamten Tailing erfasst.

Man kann sehr gut die Limitierung des P/q -Fensters erkennen. Die Maxima ergeben sich durch die stärksten Ladungszustände für die elastisch gestreuten Rückstoßkerne. Eine Massentrennung ist insbesondere im Bereich der targetähnlichen Kanäle gut durchführbar. Die sich dem Hauptmaximum zu kleineren bzw. größeren A/q -Werten anschließenden Nebenmaxima entsprechen dabei Transferkanälen mit abnehmender bzw. ansteigender Massenzahl. Die unterschiedliche Schnittgrenze mit variierendem q ist gut zu erkennen. Die Energiefenster wurden daher individuell angepasst.

Der nächste Schritt ist die Bestimmung der Kernladungszahl Z . Diese Berechnung ist von den Vorhergehenden weitestgehend unabhängig, sodaß es der Analyse überlassen bleibt, ob zunächst A oder Z bestimmt wird. Die Z -Auswertung erfolgt durch Linearisierung der on-line $\delta E \# E$ -Verteilung der Ionisationskammer, siehe Abb.5.14. Aus dem linearisierten Spektrum ergibt sich durch Projektion auf die

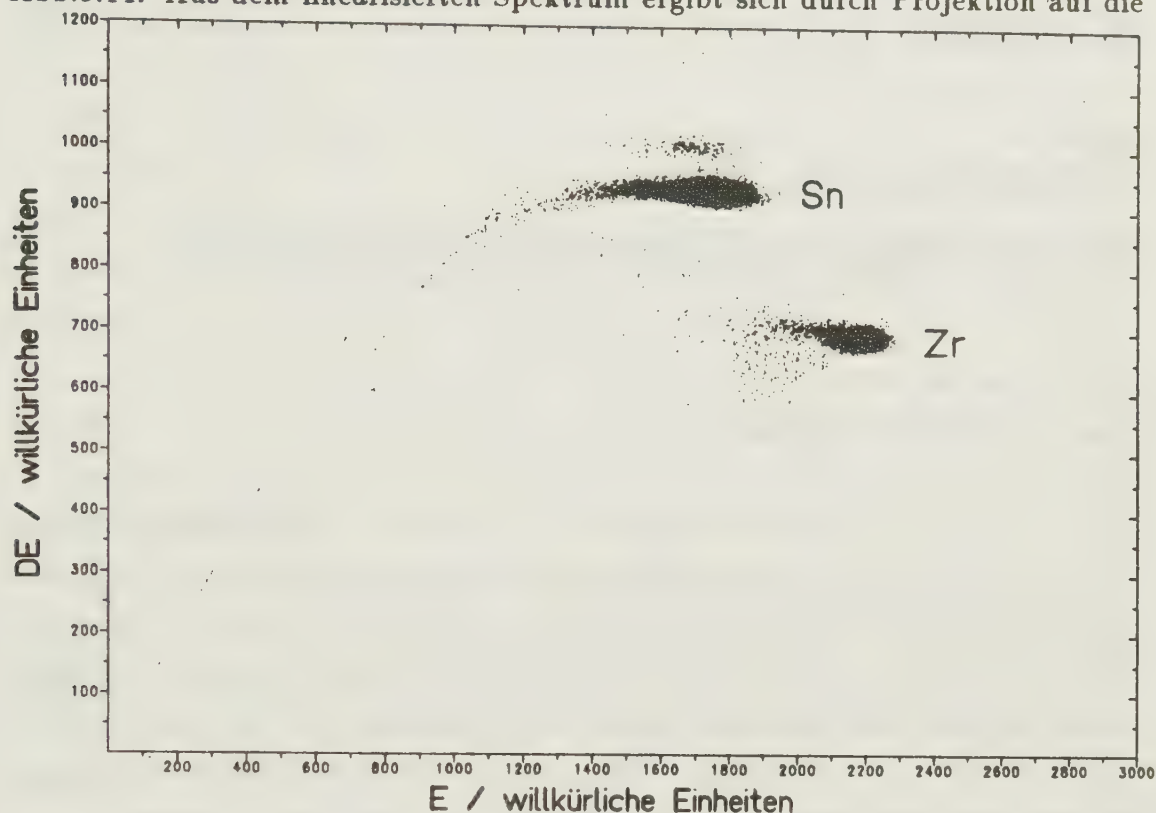


Abbildung 5.14: Typisches $\delta E \# E$ -Spektrum; wiederum für den Modellfall bei 35° .

δE -Achse das Z -Spektrum. Ob eine Linearisierung oder lediglich eine Rotation des Spektrums angebracht ist, wird von Fall zu Fall entschieden. Oft ist es sogar entscheidend, welche Reaktionskanäle durch diese Prozedur aufgelöst werden sollen. Die resultierenden Linearisierungen werden daher ausführlich in Kap.6.2 beschrieben. Im Programm wurde die Rotation als Spezialfall der Linearisierung behandelt.

Mit Hilfe der endgültigen Z - und A -Spektren lassen sich kernladungsseparierte Massenspektren (AZ) generieren, aus denen dann der Querschnitt jedes einzelnen Kanals extrahiert werden kann, siehe Kap.6.2. Auf die spezielle Berechnung der jeweiligen TKEL-Werte wird in Kap.6.3 explizit eingegangen.

Kapitel 6

Ergebnisse der Magnetspektrometerversuche

6.1 Massenverteilungen

In Abb.6.1 sind die Massenverteilungen für verschiedene Laborwinkel im System $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ gezeigt. Die Energieauflösung des Spektrometers betrug 0.8%, die der Ionisationskammer 1.7%. Im Gegensatz zum schwereren System wird hier der gesamte Transfer um Projektil und Target erfasst. Eine Trennung der projektilähnlichen und targetähnlichen Kanäle ist insbesondere für die symmetrischen Komponenten äußerst schwierig. Trotzdem lassen sich die populierten Massen gut auflösen. Man kann einen deutlichen Trend zur Symmetrie hin erkennen.

In Abb.6.2 sind die Massenverteilungen der targetähnlichen Produkte im System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ gezeigt. Die derart gewählte Auftragung erlaubt es, die Massenverteilungen beider Systeme direkt miteinander zu vergleichen, da für das schwerere System das gleiche Massenfenster geplottet wurde. Die schlechtere Auflösung der Spektrometerenergie (siehe Kap.5) beeinflusst die eindeutige Identifizierung der einzelnen Massen nicht. Lediglich die Separation der inelastischen Anregung von der elastischen Streuung wird dadurch erheblich schwieriger (siehe Kap.6.5).

Im schweren System ist die Population eindeutig zur Asymmetrie hin gerichtet. Dies läßt darauf schliessen, daß das System sich auf dem Weg zur Fusion befunden haben muß, und zwar dergestalt, daß der größere Partner den kleineren absorbiert. Diese Spektren sind jedoch noch nicht in Bezug auf die Isotopenkontamination des Targets korrigiert. Dieser Beitrag wird zumindestens einen Teil der verstärkten

Bevölkerung von Kanälen mit $A < 96$ erklären. An die Daten wurden Gausskurven angefitzt, deren Halbwertsbreiten sich aus der Verteilung des elastischen Peaks ergaben. Diese Parameter geben den wahren Verlauf sehr gut wieder. Ein Vergleich einzelner Winkelbereiche zeigt, daß die Transferkanäle im Laborsystem deutlich zu Vorwärtswinkeln hin gepeakt sind. Im Fall von $\Theta_{lab}=40^\circ$ wird lediglich der 1n-Kanal bevölkert ($A=95,97$). Die elastische Streuung ist aufgrund der inversen Kinematik hier dominant. Daher führt bei diesem Winkel eine geringfügige Durchmischung der Ladungszustände, wie in Kap.5 beschrieben, zu einer erheblichen Kontamination des Massenspektrums. Daraus resultieren Erhöhungen in einem konstanten Abstand von $A=96$ in beiden Richtungen ($A=92,5,99,5$). Diese Kontaminationen können nur annähernd unterdrückt werden, da die Statistik in den Transferkanälen etwa um einen Faktor 100 geringer ist als im elastischen Peak. Eine Kontamination von 1% führt also schon zur Überlagerung. Die Berechnung der Querschnitte der betroffenen Kanäle wird durch Faltung mit den jeweiligen Z-Spektren möglich.

Für das schwere System nimmt die Inelastizität der Reaktionsprodukte zu Vorwärtswinkeln hin deutlich zu, während im leichten System über den gesamten Winkelbereich lediglich Wenignukleontentransferkanäle bevölkert werden.

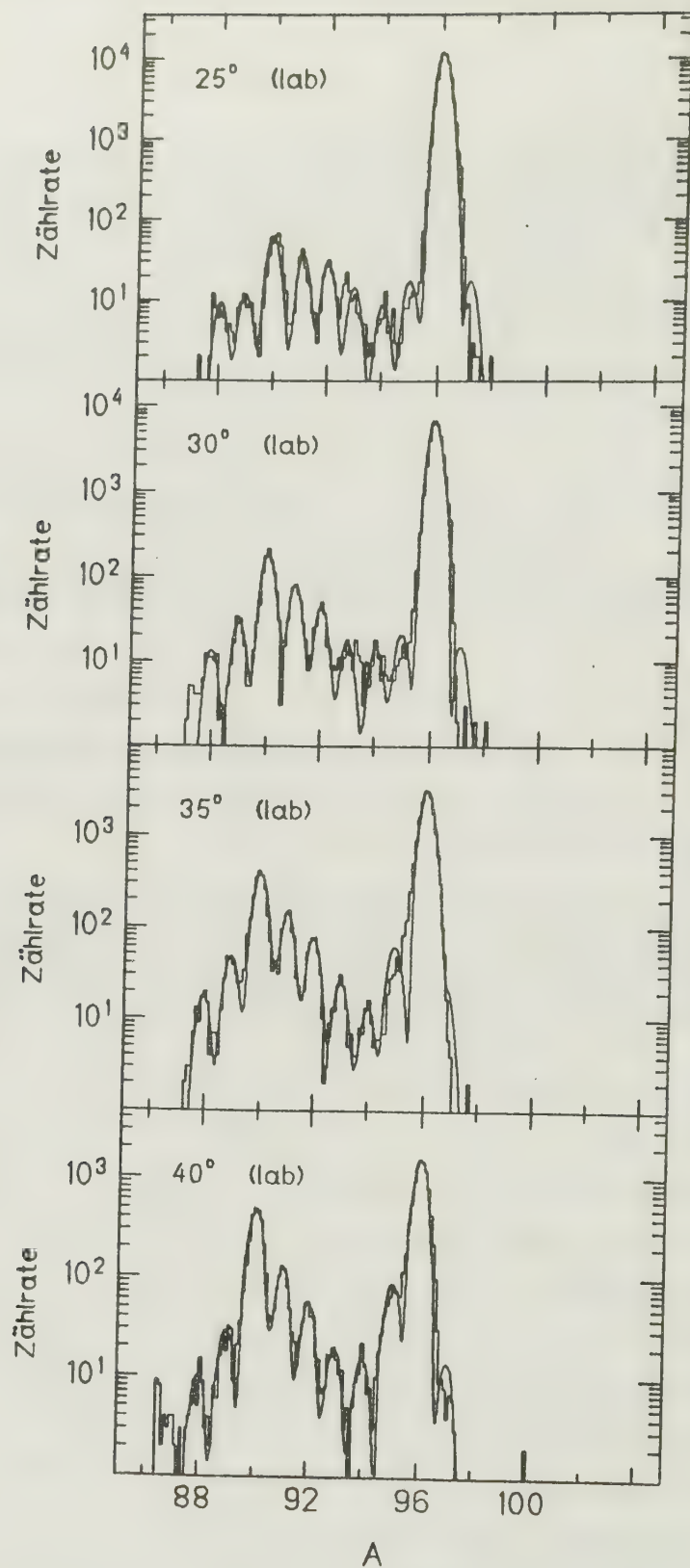


Abbildung 6.1: Massenspektren des leichten Systems $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Die Zählrate gibt das Integral über die gesamte Meßzeit wieder. Die Spektren sind demnach nicht auf die gleiche Dosis normiert.

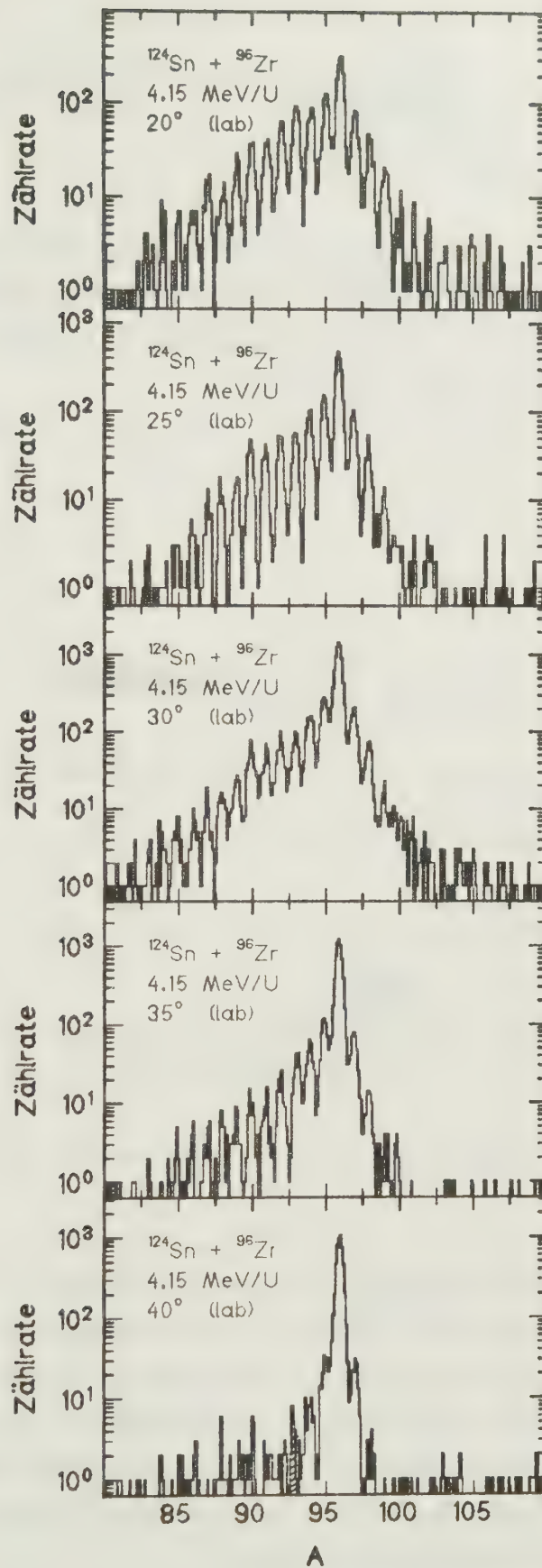


Abbildung 6.2: Massenspektren des schweren Systems $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$. Kontaminationen durch falsche Ladungszustände des elastischen Peaks sind gestrichelt gekennzeichnet. Für die Zählrate gilt dasselbe wie bei Abb. 6.1.

6.2 Kernladungsverteilungen

Zur Bestimmung der Kernladungsverteilungen ist es notwendig, das zweidimensionale Originalspektrum $\delta E \# E$ entweder zu rotieren oder zu linearisieren. Für das leichte System ergab sich aus den $Z \# E$ -Spektren (Abb.6.3), daß eine Rotation die Daten mit hinreichender Auflösung wiedergibt.

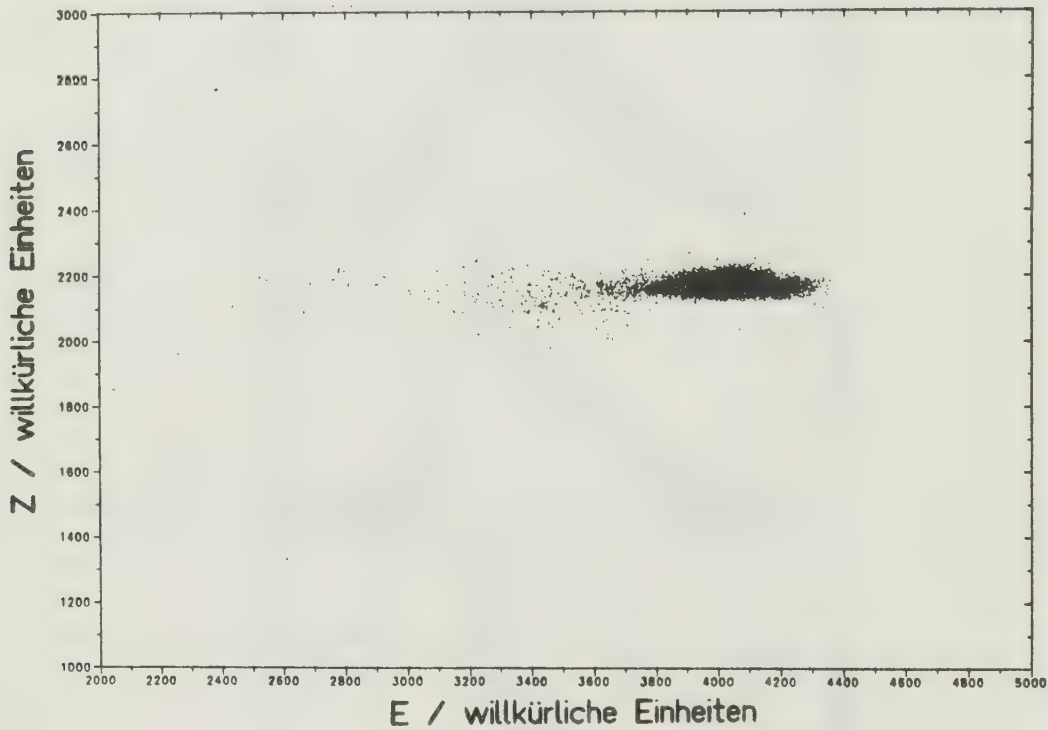


Abbildung 6.3: Vollständiges $Z \# E$ -Spektrum im $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ nach Rotation für $\Theta_{\text{lab}} = 30^\circ$.

Abb.6.4. zeigt demgegenüber ein typisches $Z \# E$ -Spektrum für das schwere System. Mit Hilfe der mehrfach unterteilten Ionisationskammer-Anode war es möglich, die Auflösung zu beeinflussen und zwar derart, daß durch Miteinbeziehung von vier anstatt drei Anodenteilen in das δE -Signal die schnelleren Zr-ähnlichen Teilchen zwar besser aufgelöst wurden, die langsameren Projektilähnlichen jedoch zu früh gestoppt wurden und somit in das multi-scattering-tailing des Projektils einliefen. Abb.6.5 illustriert das Problem.

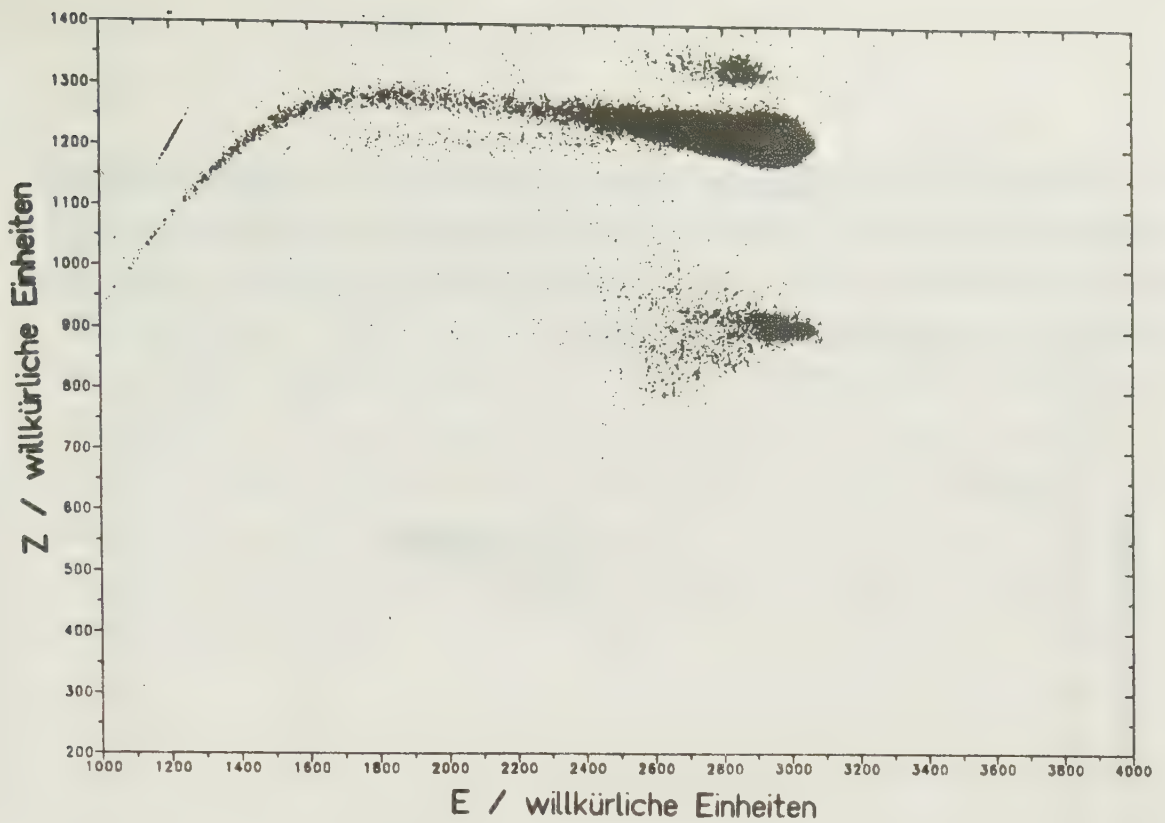


Abbildung 6.4: Unrotiertes $Z \# E$ -Spektrum für das schwere System für $\Theta_{lab}=30^\circ$. Die Kontamination oberhalb $Z=50$ resultiert aus einer Xe-Verunreinigung ($Z=54$) aus der Ionisationsquelle und kann zur intrinsischen Z -Eichung herangezogen werden.

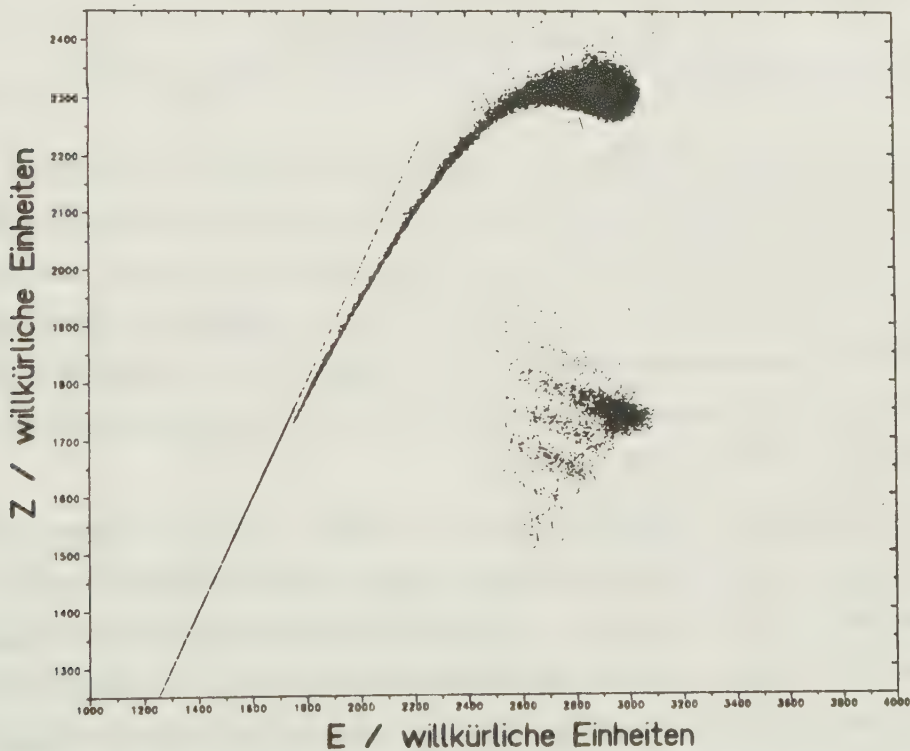


Abbildung 6.5: zeigt Abb.6.4. mit anderer Anodenunterteilung. Die Auflösung um das Target herum wird besser. Die Kanäle zum Projektil hin (eingezeichnetes Fenster) werden jedoch aufgrund ihrer Inelastizität mehr und mehr zum Multi-Scattering-Tail des elastischen Peaks des ^{124}Sn hin verschoben. Diese Kanäle stehen dann im Extremfall orthogonal zur Projektionsachse.

Um diese mehr inelastischen Kanäle zu trennen, würde eine einfache Rotation nicht mehr hinreichend sein. Somit wurde das Problem der Z-Verteilung unterteilt. Die Transferkanäle um das Target konnten durch eine Rotation begradigt und anschließend projiziert werden, siehe Abb.6.6.

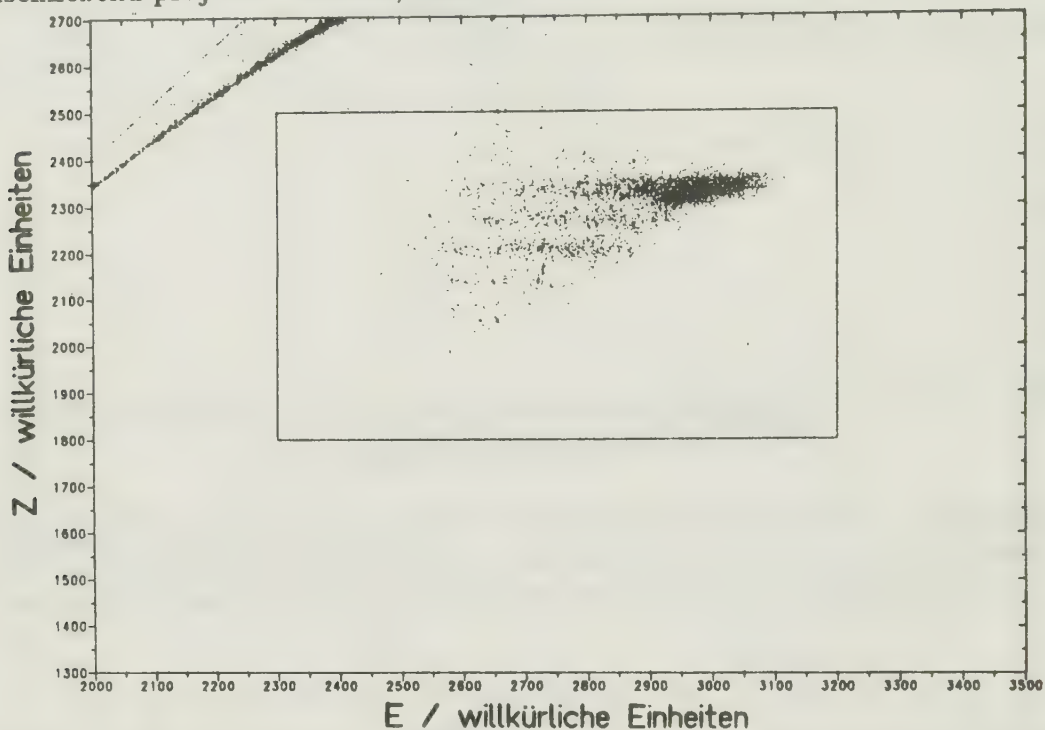


Abbildung 6.6: Darstellung der Rotationsprozedur für den Transferteil in Abb.6.4.

Zur Symmetrie hin wurde diese Art der Darstellung immer ungenauer, um schließlich in einem nichtaufgelösten Bereich ab $Z=43$ zu enden. Durch das scharfe Abknicken in das multi-scattering-tailing kann es zu drastisch falschen Zuordnungen einzelner Events zu projizierten Z-Werten kommen. Da aus den Abschätzungen der FUSEX-Rechnungen die Vermutung nahe lag, daß es in diesem Z-Bereich zur Ausbildung einer Spaltkomponente kommen sollte, war es relevant, gerade dort eine möglichst gute Auflösung zu erreichen.

Zur Durchführung der Linearisierung wurde daher an die gut belegte $Z=50$ -Kurve ein Polygon angefügt und dieses dann durch zweidimensionales Shiften an alle Z bis hinunter zu $Z=32$ angepasst. Theoretische Rechnungen haben gezeigt, daß die Form der Streukurve in dem zu untersuchenden Z-Bereich zwischen $Z=30$ bis 50 nahezu konstant bleiben sollte; lediglich der Abstand der Kurven ist leicht Z-abhängig. Die Abhängigkeit der Energieverteilung wurde bereits als dynamischer

Faktor in die Energieeichung miteinbezogen (siehe Kap.5.4). Dementsprechend ergeben sich die Z-abhängigen Abstände der Polygone iterativ aus den statistisch am besten belegten Kurven für $Z=40$ und $Z=50$. Den Verlauf der resultierenden Linearisierungspolygone zeigt Abb.6.7. Mit Hilfe dieser Eingangsparameter wurde Spektrum A in Spektrum B überführt (Abb.6.8). Die Projektion, Abb.6.9, offenbart additiv zum Transferbereich eine scharfe Struktur um die Symmetrie, die, wie in Abb.6.8 belegt wird, eine wesentlich höhere Energiedämpfung als die Wenignukleonenkanäle aufweist. Die derart linearisierten Spektren lassen sich demnach im Hinblick auf eine mögliche Separation von Transfer- und Spaltkomponente analysieren, siehe Kap.6.4.

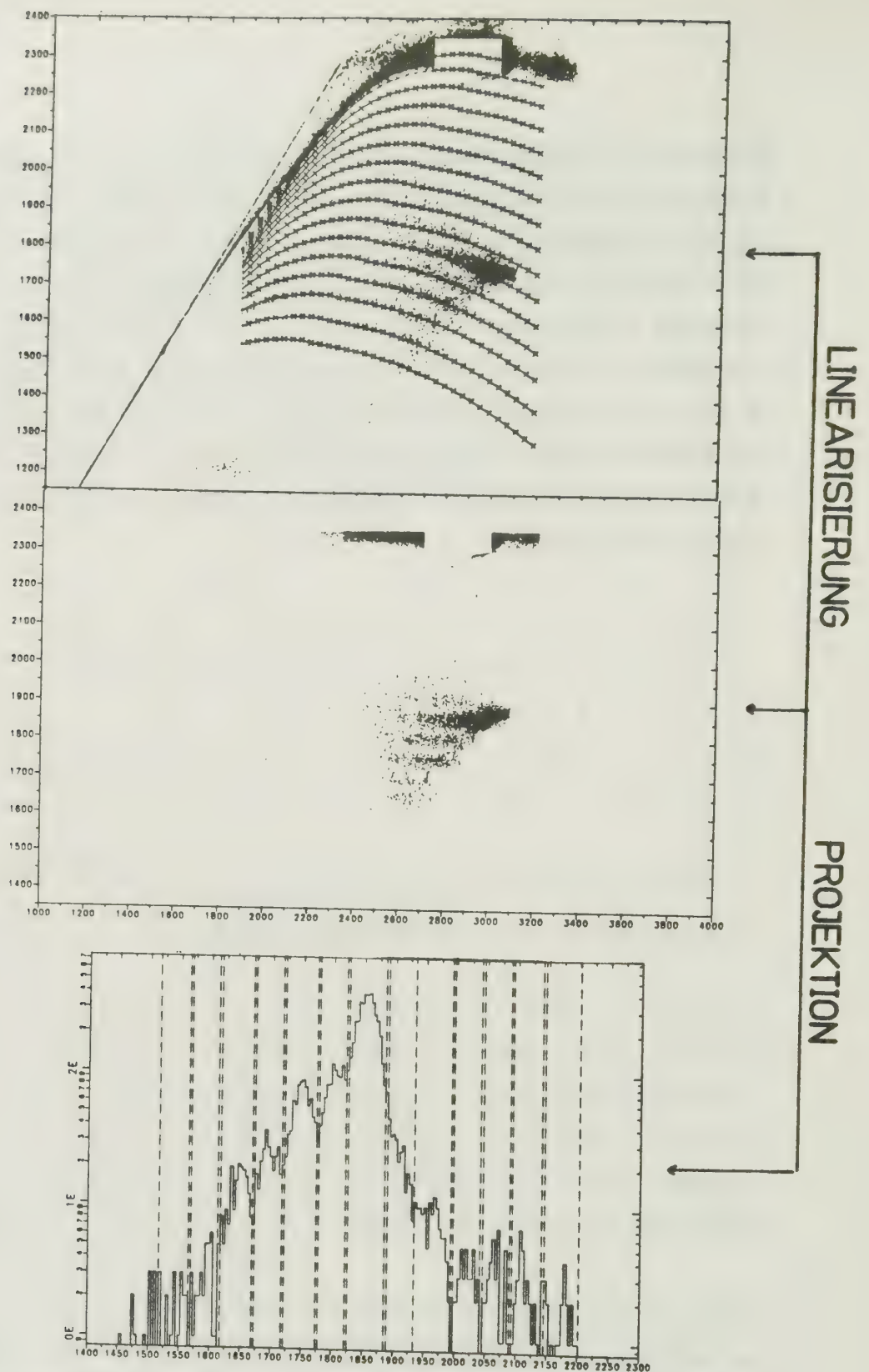


Abbildung 6.7: Darstellung der Linearisierungspolygone. Die Polygone wurden nur im relevanten Energiebereich von Kanal 1700 - 3200 definiert.

Abbildung 6.8: Translation des Rohspektrums in ein linearisiertes Spektrum. Die Polygone wurden derart gewählt, daß nur der halbe elastische Projektilpeak transferiert wird. Außerdem liegt aus Gründen der Darstellungskapazität ein Veto-Fenster auf dem Peak.

Abbildung 6.9: Projektion des linearisierten Spektrums und Zuordnung der aufgelösten Kernladungen von $Z = 35 - 45$.

Im folgenden werden zunächst die integralen Kernladungsverteilungen für den gemessenen Winkelbereich gezeigt. In Abb.6.10 sind die Z-Verteilungen des schweren Systems $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ dargestellt. In dieser integralen Auftragung gehen die Details insbesondere im Bereich möglicher Spaltung verloren. Dieser Abschnitt wird daher in Kap.6.4 getrennt behandelt. Die Abbildung läßt jedoch auf eine hinreichende Auflösung im Bereich des Transfers schließen. Diese Auflösung ist in Kombination mit den eindeutig bestimmten Massen entscheidend zur Bestimmung der folgenden, nach Z und A getrennten Spektren, denn somit ist eine Separation in einzelne Kernladungen durchaus möglich. Abb.6.11 zeigt daher zunächst ein zweidimensionales A#Z-Spektrum. Die Auflösung ist hinreichend gut, um eine Art Nuklidkarte der Kanäle im Ausgangskanal zu erzeugen.

Adaptiert man nun die wohldefinierten Massenfenster auf das getrennte Z-Spektrum, so lassen sich die integralen Z-Verteilungen in eindimensionale AZ-Verteilungen aufteilen. Abb.6.12 zeigt ein typisches Spektrum dieser Art, das es ermöglicht jeden Transferkanal quantitativ zu erfassen. Hierzu wird eine Gaußkurve mit der Halbwertsbreite des elastischen Z-Peaks an jeden Kanal angepasst. Das Spektrum zeigt, daß der Schwerpunkt der Massenverteilungen mit der Veränderung der Kernladungszahl korreliert ist. Die Breite der Verteilung bleibt jedoch annähernd konstant. So ist beispielsweise der 1p-Kanal im Z=39-Spektrum nur einer von vielen bevölkerten Kanälen.

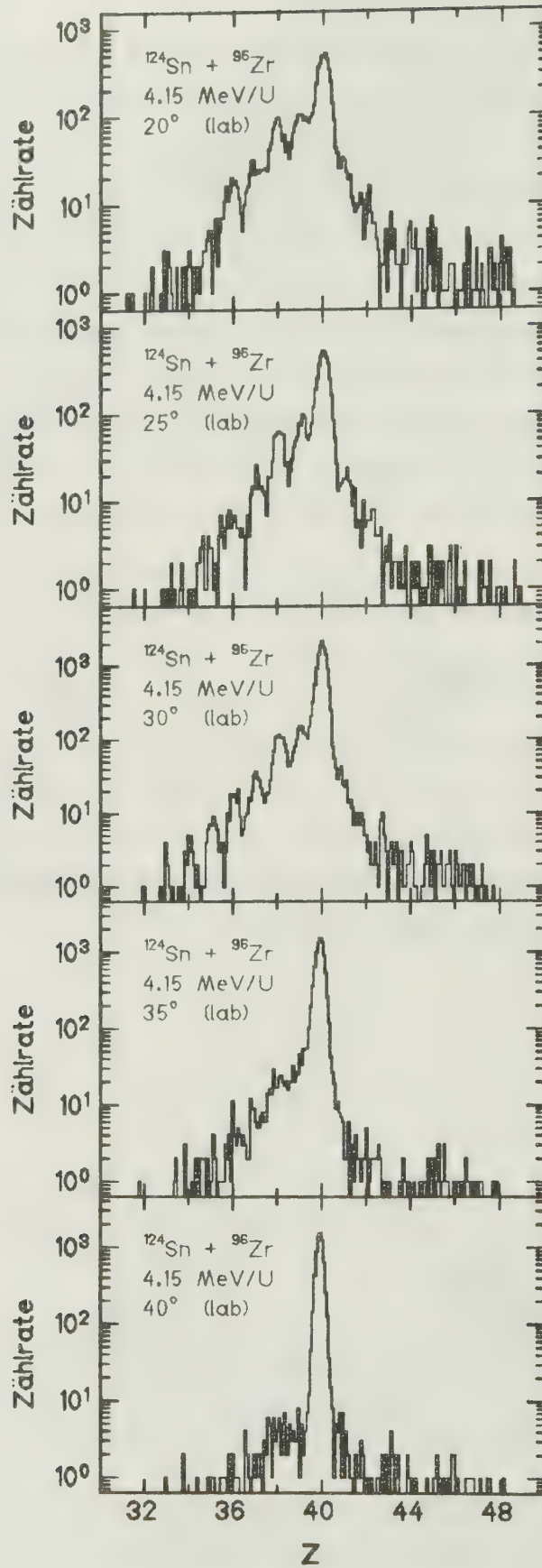


Abbildung 6.10: Z-Spektren für das System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$.

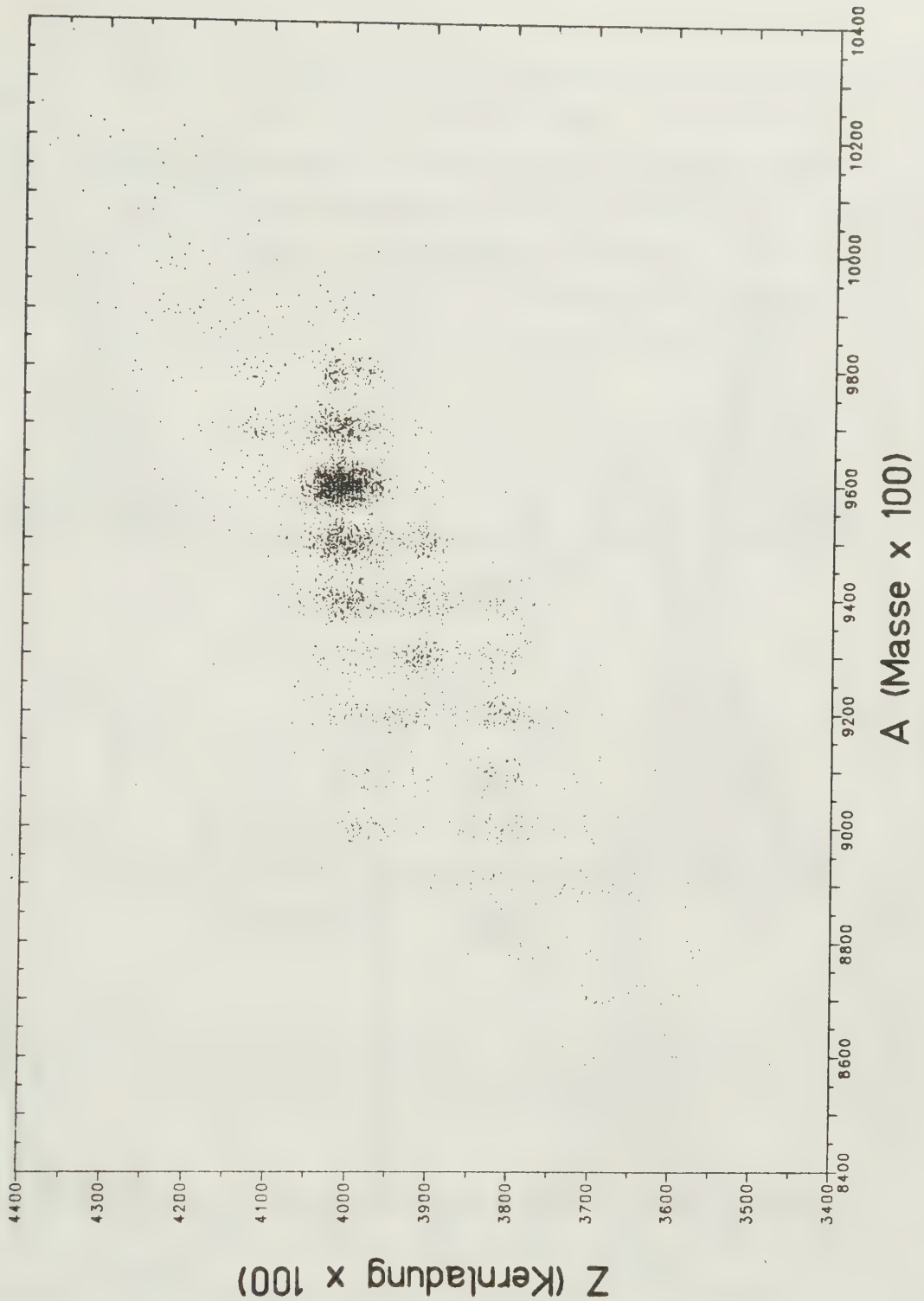


Abbildung 6.11: $A\#Z$ -Spektrum für das System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ bei $\Theta_{\text{lab}} = 25^\circ$. Die Inelastizität der Reaktion ist in Vorwärtsrichtung bereits soweit fortgeschritten, daß es zu einem breiten Massenfluß in Richtung Asymmetrie kommt.

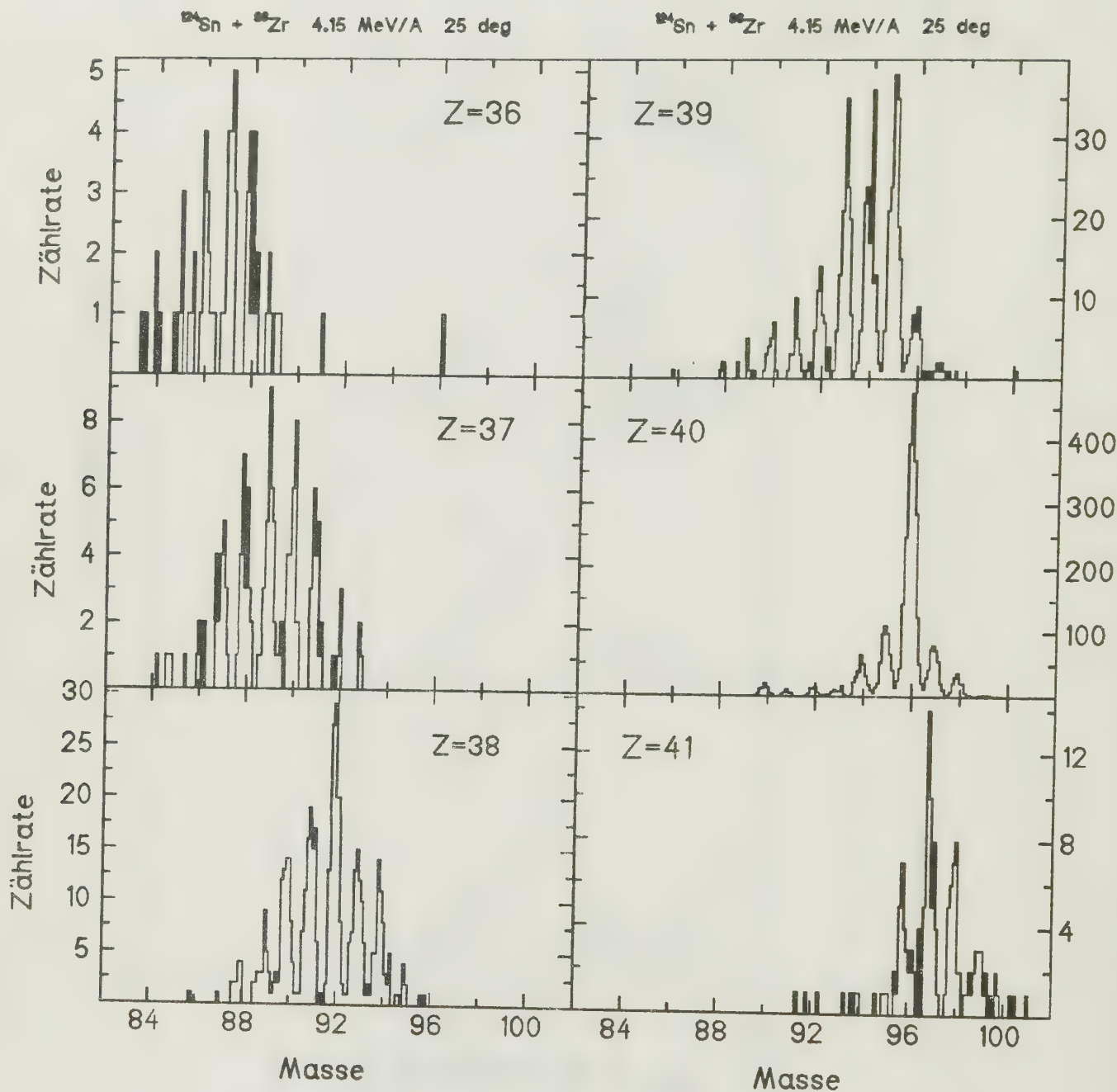


Abbildung 6.12: Typisches AZ-Spektrum für den 25⁰-Modellfall im schweren System.

Ein derartiges Verfahren zur AZ-Bestimmung auf das leichte System $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ zu adaptieren, ist nur bedingt möglich. Abb.6.3 hat schon gezeigt, daß der Transfer in dieser Reaktion sehr stark um Projektil und Target gepeakt ist. Es werden also kaum $Z \neq Z_{T,P}$ populiert. Dies führt dann aus statistischen Gründen zu unaufgelösten Ladungsverteilungen. In Abb.6.13 wird daher lediglich ein Vergleich der intensitätsstärksten Winkelbereiche beider Systeme gezeigt.

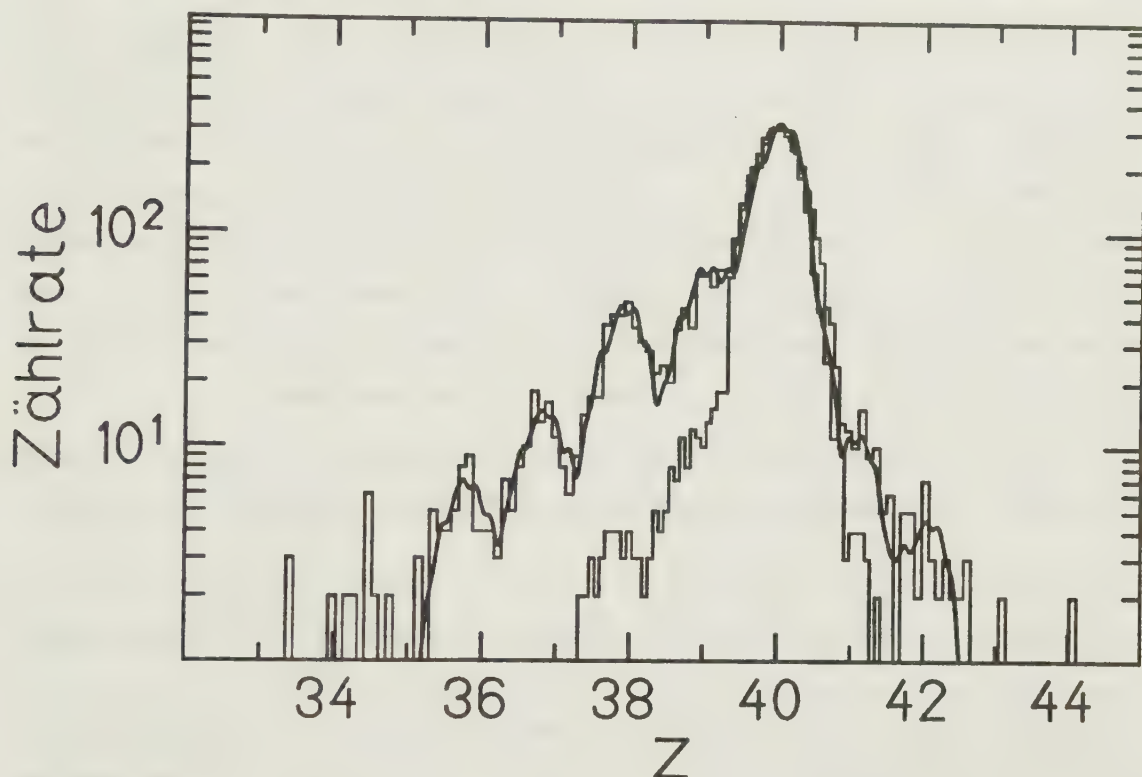


Abbildung 6.13: Vergleich der Z-Population in den Winkelbereichen $\Theta_{\text{lab}}=30^\circ$ für $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ und $\Theta_{\text{lab}}=35^\circ$ für $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Diese Winkel entsprechen in beiden Systemen dem Grazing-Winkel. Die Verteilungen sind im Maximum aufeinander normiert.

Der Transfer im behinderten System ist demnach wesentlich stärker zu komplexeren Kanälen hin gerichtet. Die Miteinbeziehung dieser inelastischen Komponente ist relevant zur Berechnung des Gesamttransferquerschnittes (siehe Kap.6.5). Entscheidend war daher die Frage, ob diese Kanäle noch dem quasi-elastischen Regime zugeordnet werden dürfen oder ob sie schon tiefinelastische Charakteristika aufweisen. Unterscheiden lassen sich diese beiden Reaktionsmechanismen durch ihre verschiedene Energiedämpfung.

6.3 TKE-,TKEL-Spektren

Die entscheidende Neuerung gegenüber den mit der γ -offline Methode bestimmten Kr-Daten war die Möglichkeit, die Energie, beziehungsweise den Energieverlust der entstehenden Teilchen zu messen. Diese Parameter quantifizieren die Inelastizität der verschiedenen Ausgangskanäle.

Aus der Viola-Systematik [VIO 66] erhält man einen Wert für die kinetische Energie, der aus der Coulombabstoßung zweier Spaltfragmente resultiert. Erreicht das TKEL-Spektrum diesen Maximalwert $TKEL_{viola}$, so befindet sich das Teilchen mit diesem Energieverlust in einem vollständig relaxierten Zustand auf der Ausgangstrajektorie. Tiefinelastische Kanäle auf dem Weg zur Equilibrierung sollten ebenfalls nahe an diesem Wert gepeakt sein. Andererseits sollten die rein quasielastischen Produkte ihr Maximum unterhalb eines Wertes haben, den man im TKEL-Spektrum der Lage der Coulombbarriere zuordnen kann.

Zur Berechnung des totalen kinetischen Energieverlustes $TKEL=-Q$ wurde im Programm, unter Voraussetzung einer binären Reaktion, folgende Formel benutzt.

$$-TKEL = Q = \frac{M_3 + M_4}{M_4} \cdot E_3 - \frac{M_4 - M_1}{M_4} \cdot E_1 - \frac{2 \cdot \sqrt{M_1 \cdot M_3 \cdot E_1 \cdot E_3}}{M_4} \cdot \cos\psi \quad (6.1)$$

Der Energieverlust wird also ereignisweise berechnet. Hierbei wird die in Abb.6.14 dargestellte Kinematik vorausgesetzt, wobei es irrelevant ist welches das schwerere respektive das leichtere Endprodukt darstellt.

Aufgrund der Separation in AZ-Fenster läßt sich für jeden einzelnen Kanal TKEL ermitteln. Abb.6.15 zeigt eine Reihe Energiespektren im angenommenen Transferbereich für den Referenzfall bei 25^0 . $-Q_{viola}$ zeigt den theoretischen Energieverlust für Viola-Teilchen an. Man erkennt deutlich die mit $Z_{target-x}$ anwachsende Inelastizität. Trotzdem bleibt in der gesamten Region um $A=96$ das erste Moment der Verteilungen unter dem Wert der Viola-Systematik. Die der Spaltung zuzurechnenden Ereignisse im Z-Fenster von 42.5 bis 47.5 sind gesondert dargestellt. Hier bestätigt sich die Annahme der Viola-Theorie.

Für $Z=40$, also alle Neutronenkanäle, ist die Verteilung nahe null gepeakt. Der exponentielle Ausläufer deutet auf eine beträchtliche inelastische Anregung

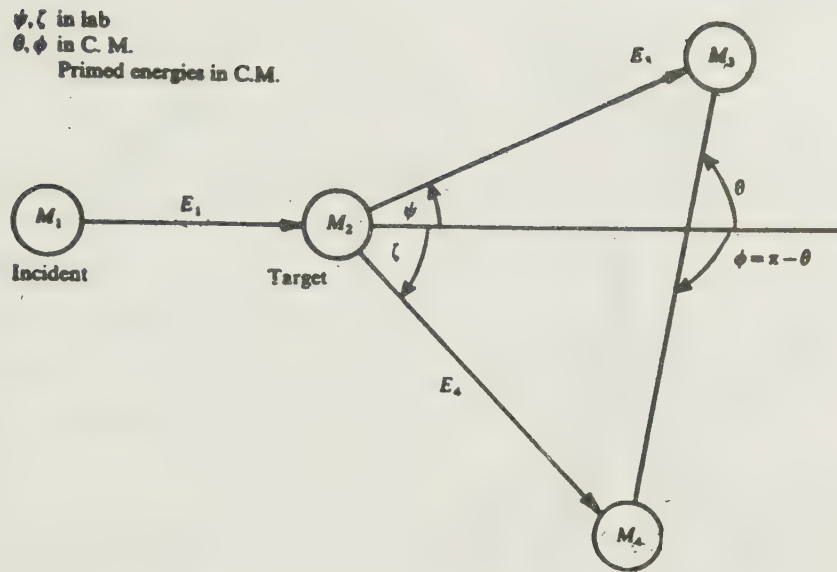


Abbildung 6.14: *Kinematik im Schwerionenstoß.*

hin. Die Protonenkanäle lassen schon eine leichte Energiedämpfung erkennen, die mit fortschreitender Inelastizität zunimmt. Zur Abtrennung der quasielastischen Kanäle von den tiefinelastischen Produkten wurde der aus der Kinematik, unter Miteinbeziehung eines mittleren Q_{gg} -Wertes für die wahrscheinlichste Masse in einem festen Z-Fenster, resultierende Wert für die Coulombbarriere eingezeichnet. Prinzipiell gilt hierbei

$$TKEL_B = E_{cm} - V_B - Q_{gg} \quad (6.2)$$

Setzt man eine gewisse Unsicherheit der Barriere aufgrund der von Sahm et al. gemessenen Fluktuation und des im Experiment bestimmten Energieverlustes im Target, voraus, so ergibt sich ein Wert von $-Q_B = 12 \pm 3$ MeV, siehe Abb.6.15.

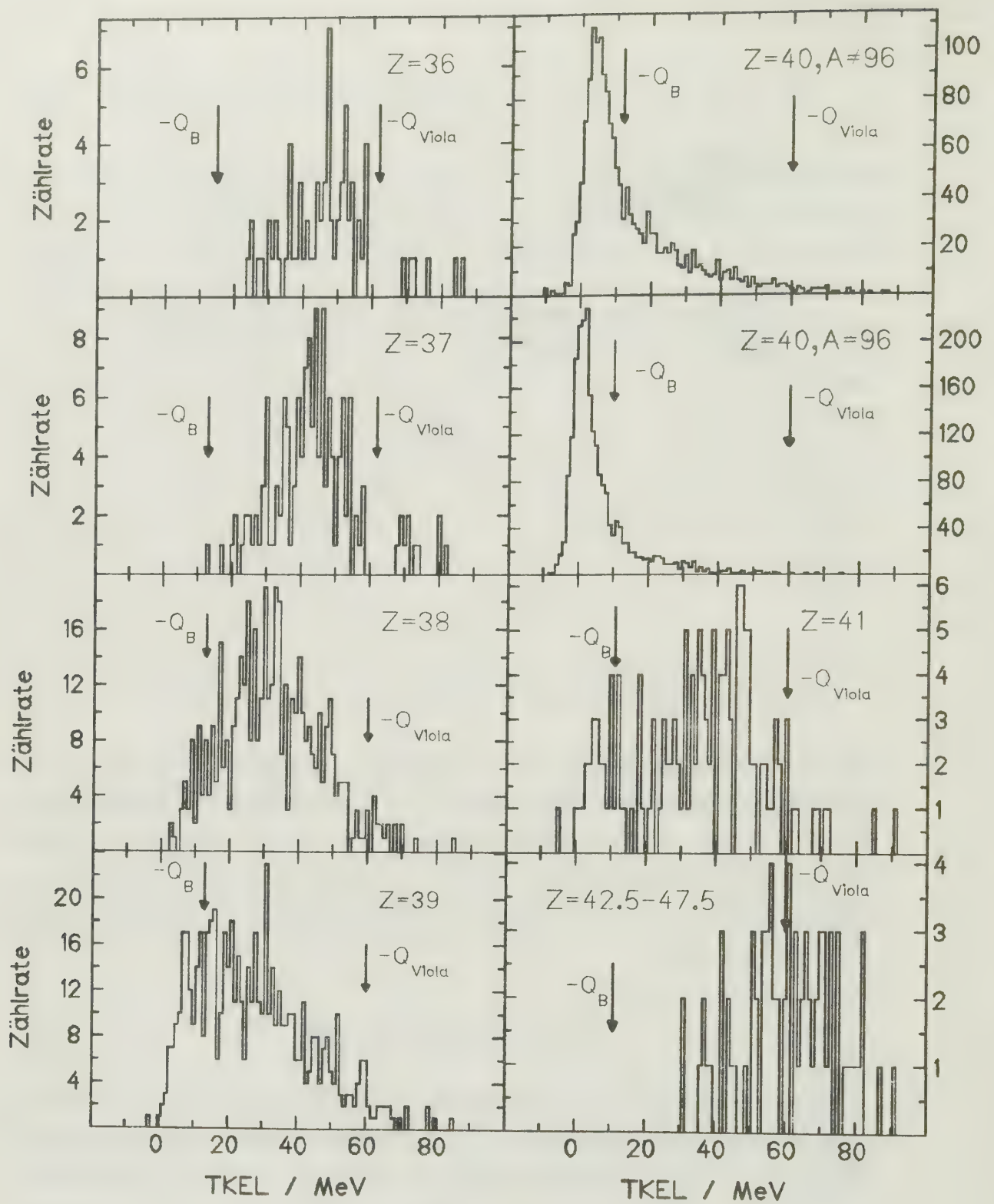


Abbildung 6.15: TKEL-Spektren in definierten Kernladungsfenstern für das System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ bei $\Theta_{\text{lab}} = 25^\circ$.

Ab $Z=38$ muß man demnach die dargestellten Kanäle einem mehr tiefinelastischen Regime zuordnen. Andererseits zeigen die in Kap.6.5 folgenden Wirkungsquerschnitte eindeutig die Dominanz der Neutronentransferkanäle. Es kommt also auch in diesem System zu einem fließenden Übergang der einzelnen Reaktionsmechanismen. Über die quantitative Aufteilung des Fusionsdefizites kann daher lediglich eine Querschnittsbilanz Aufschluß geben. Fittet man im integralen Massenspektrum eine Gauss-Kurve um die wenig gedämpften Kanäle, ergibt sich exakt die gleiche Halbwertsbreite, die bereits empirisch aus den Kr-Daten bestimmt wurde. Die kinetische Gesamtinformation der Magnetspektrometermessung bestätigt also im Nachhinein die in den Kr-Systemen gewählte Form der Abtrennung der quasielastischen Reaktionen von den verbleibenden Endprodukten.

Die Entwicklung der TKEL-Spektren mit fortlaufendem Z bleibt über den gesamten Winkelbereich konstant. Lediglich der rein quasielastische Transfer wird zu Vorwärtswinkeln hin leicht inelastisch, das heißt der Grundzustandstransfer ist bei Winkeln in großen Abständen vom Grazing-Winkel nicht mehr gegeben. Abb.6.16 illustriert diesen Effekt am Beispiel des ^{95}Zr in der Reaktion $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$.

Diese fortschreitende Inelastizität läßt sich auch sehr anschaulich an einem integralen Massenspektrum für den vordersten Winkelbereich ($\Theta_{\text{lab}}=20^\circ$) demonstrieren. Abb.6.17a zeigt das integrale Massenspektrum ohne Beschränkung auf den Energieverlust, Abb.6.17b zeigt dasselbe Spektrum mit einem Schnitt bei $\text{TKEL}=40\text{ MeV}$. Das heißt in 6.17b werden lediglich Ereignisse gezeigt, deren Energiedämpfung 40 MeV übersteigt. Die Bevölkering inelastischer Kanäle mit $\text{TKEL} \geq 40\text{ MeV}$ ist bei Vorwärtswinkeln beträchtlich. Der Schwerpunkt der Verteilung verschiebt sich zu leichteren Massen (= Asymmetrie), wobei es zu einer Gleichverteilung des Querschnittes über ein breites Massenfenster kommt.

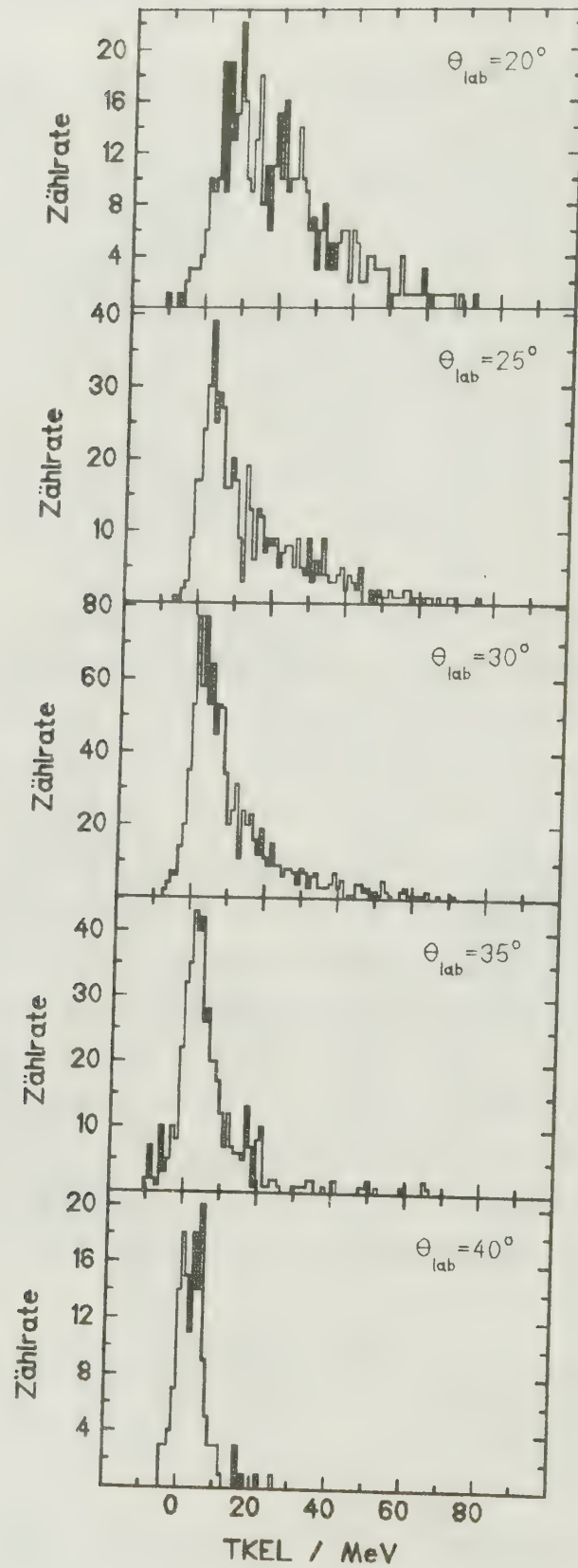


Abbildung 6.16: TKEL-Spektren für $A=95$, $Z=40$ in Abhängigkeit vom Winkel für das System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$.

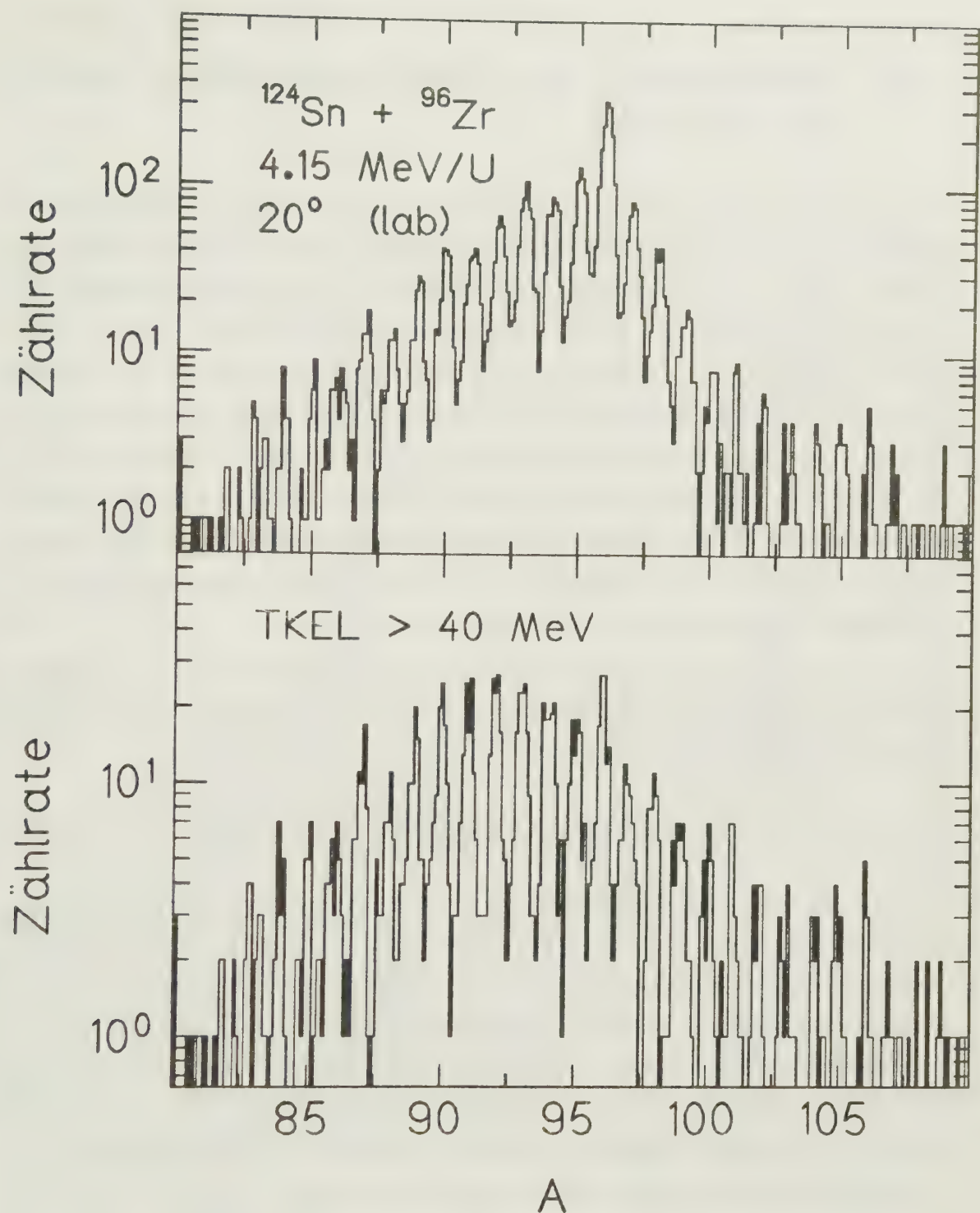


Abbildung 6.17: a.) integrales Massenspektrum für $\Theta_{\text{lab}} = 20^\circ$. b.) integrales Massenspektrum für denselben Winkel mit der Bedingung, daß $\text{TKEL} > 40 \text{ MeV}$.

6.4 Verifizierung der Spaltkomponente neben dem Transfer

Der zu erwartende hohe Energieverlust bei nachzuweisenden Spaltkomponenten sollte es ermöglichen, beide Reaktionsmechanismen voneinander zu trennen. Ein Blick auf die online-Daten hat gezeigt, daß es mit sehr niedriger Statistik zur Population symmetrischer Kanäle zwischen Projektil und Target kommt. Nach der Linearisierung ist es möglich, einzelne Kernladungen aufzulösen. Zur Bestimmung des Energieverlustes werden diese Ereignisse zunächst wieder zusammengefasst. Das TKEL-Spektrum aller Ereignisse von $Z = 42.5 - 47.5$ ist exakt um die Violaenergie gepeakt (Abb.6.18), wobei die Halbwertsbreite gut mit theoretischen Berechnungen der Energieverteilung übereinstimmt [REI 87]. Nähert man sich Projektil oder Target, geht diese Komponente jedoch in den Ausläufern der quasielastischen Energieverteilungen unter, siehe Abb.6.19.

Eine andere, massenunabhängige Möglichkeit, diesen Effekt zu verdeutlichen, bietet die Auftragung der Geschwindigkeit der einzelnen Ereignisse gegen Z , siehe Abb.6.20. v ist über die Beziehung

$$v(cm/ns) = 1.389 \cdot \left(\frac{E(MeV)}{\mu(amu)} \right)^{1/2} \quad (6.3)$$

mit der Energie des Ejektils korreliert. Die Geschwindigkeit wird demnach aus kinematischen Rechnungen unter Berücksichtigung der wahrscheinlichsten Masse bestimmt. Der zweidimensionale Plot zeigt wiederum, daß die Teilchen mit Viola-Energie im Bereich um $Z=40$ im inelastischen Tailing der am stärksten bevölkerten Kernladungen untergehen. Einzige Möglichkeit, den Querschnitt der Spaltung zu bestimmen, ist daher wiederum die Anwendung von Spaltsystematiken, siehe Kap.3.2. Die Halbwertsbreite der Spaltkurve variiert entscheidend mit der Anregungsenergie. Aus der gewählten Einschußenergie ergibt sich eine Breite von $\sigma_Z=5.5$. Zur Berechnung steht jedoch lediglich der nicht vom Transfer bevölkerte Bereich von $Z=42.5-47.5$ zur Verfügung. Das Anpassen einer Fehlerfunktion an die Gauss-Form zeigt, daß etwa 50% des gesamten Spaltquerschnittes erfasst werden. Die unter dieser Annahme resultierende Berechnung des Querschnitts wird im folgenden Kapitel gezeigt.

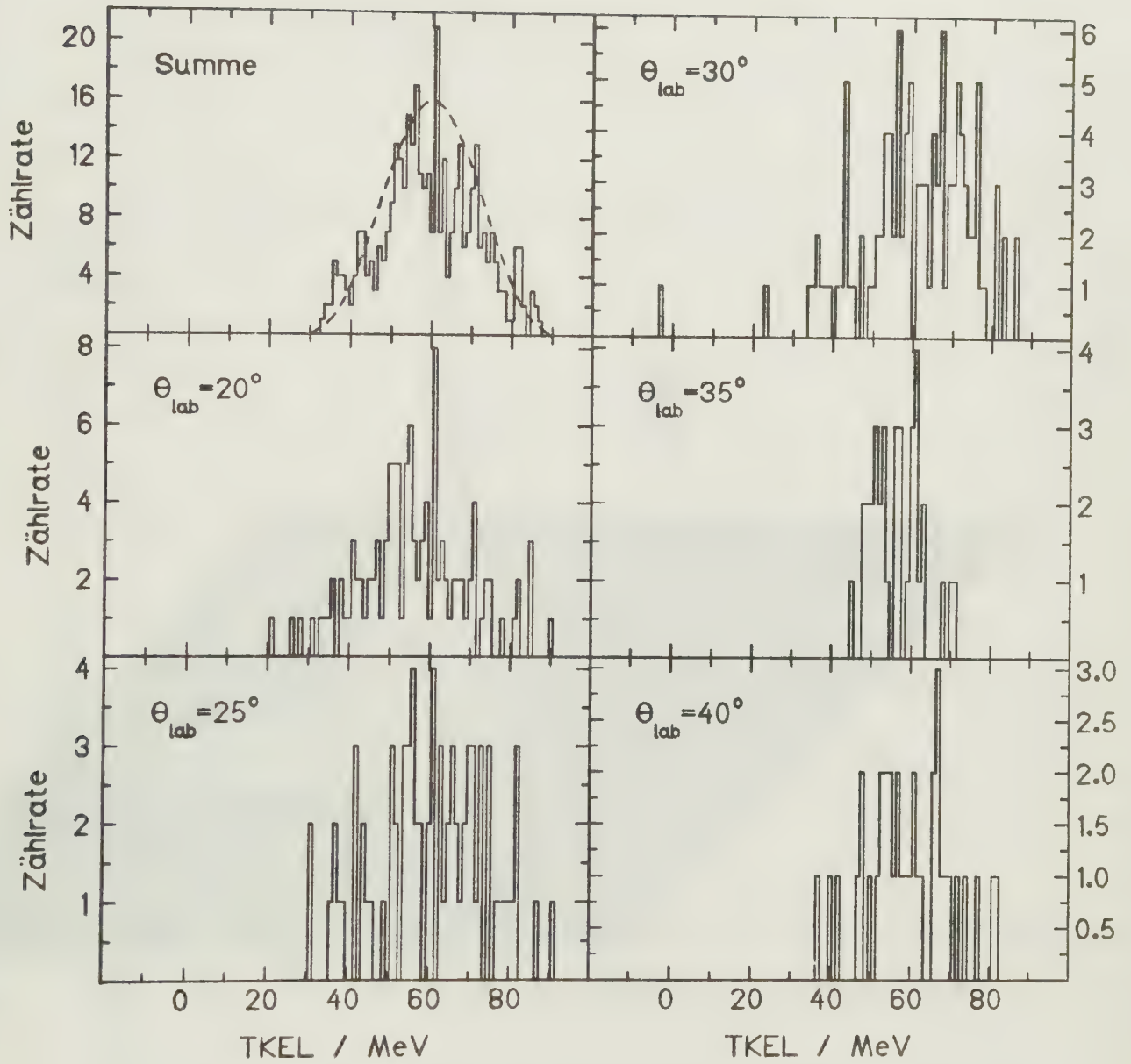


Abbildung 6.18: TKEL-Spektren der symmetrischen Kanäle im schweren System.

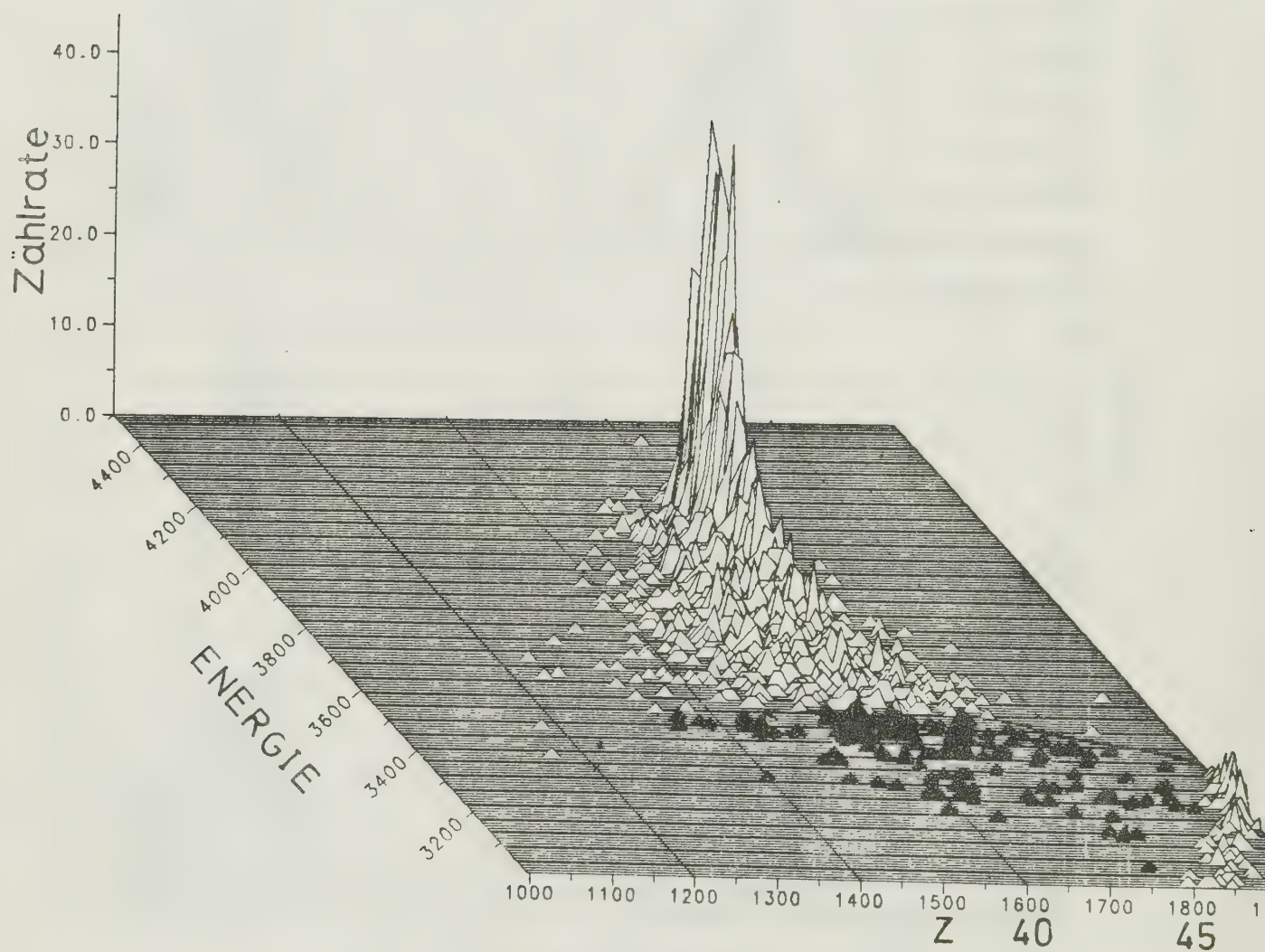


Abbildung 6.19: zweidimensionaler $Z\#E$ -Plot. Teilchen mit Viola-Energie sind gekennzeichnet.

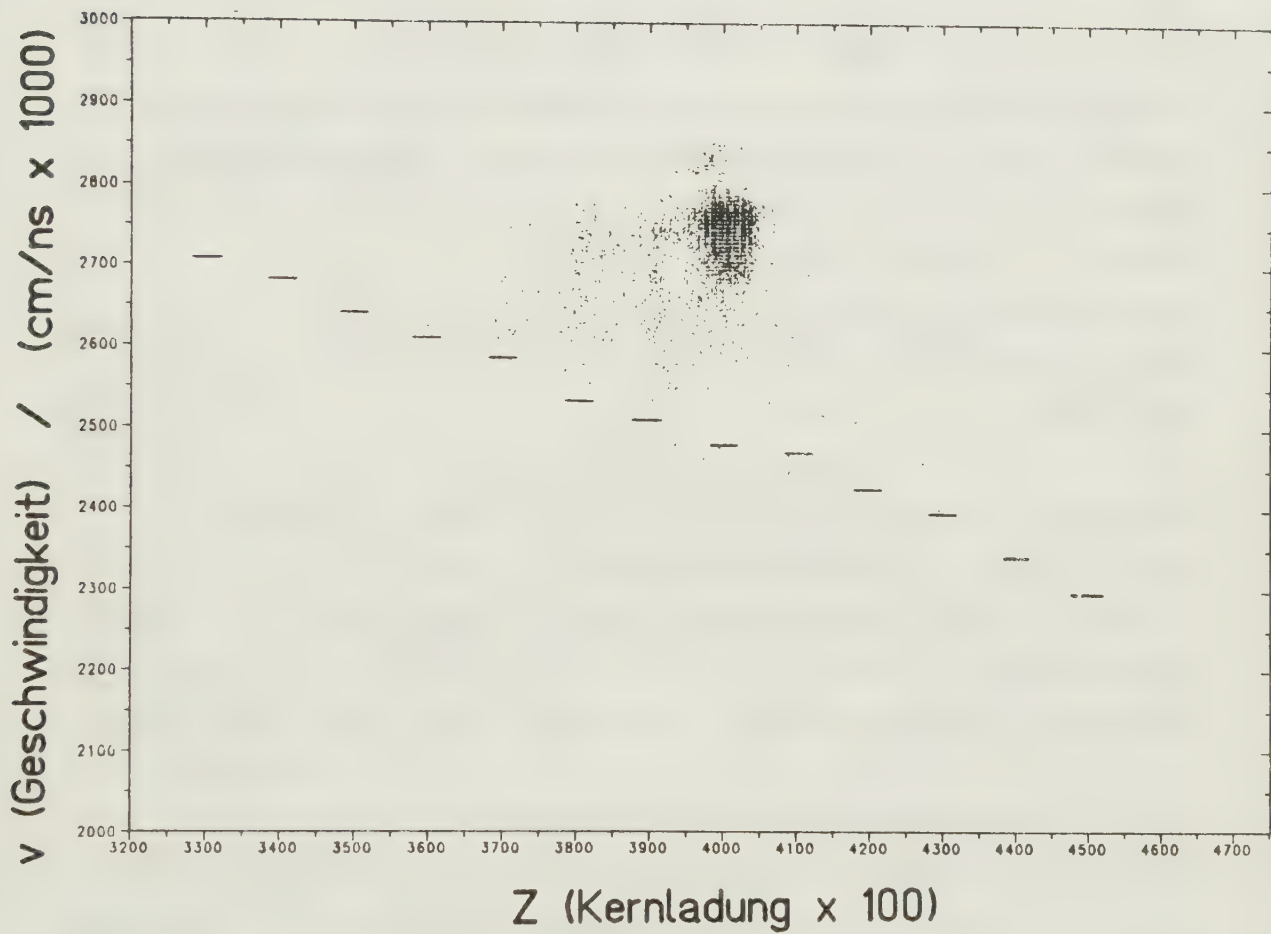


Abbildung 6.20: zweidimensionaler $Z\#v$ -Plot. Teilchen mit Viola-Energie sind gekennzeichnet.

6.5 Querschnitte: Berechnung und Bilanzen

Für alle vollständig bestimmten Kanäle läßt sich schließlich eine Winkelverteilung berechnen, aus der man durch Integration den Wirkungsquerschnitt bestimmen kann. Die Querschnitte für die einzelnen Winkelbereiche werden aus den Zählraten in den jeweiligen AZ-Fenstern berechnet. Als Normierungsgröße dient hierbei der Rutherfordquerschnitt.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega_{lab}} = \frac{\partial \sigma_{ruth}}{\partial \Omega_{cm}} \cdot \frac{1}{conv.f.} \cdot \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{ruth}} \cdot \frac{N}{N_{el}} \quad (6.4)$$

Der Konversionsfaktor $conv.f.$ ergibt sich aus der Transformation vom Labor- ins Schwerpunktsystem. Nimmt man die aus Abb.6.13 folgende Kinematik an, so gilt

$$(v_{cm}^3)^2 = (v_{cm})^2 + (v_{lab}^3)^2 - 2 \cdot v_{cm} \cdot v_{lab}^3 \cdot \cos \Theta_{lab} \quad (6.5)$$

$$TKE_2 = \sqrt{\frac{\left(\frac{v_{cm}^3}{1.389}\right)^2 \cdot A^3 \cdot A^{34}}{A^{34} - A^3}} \quad (6.6)$$

$$\Theta_{cm} = \Theta_{lab} + \arcsin \sqrt{\frac{A^1 \cdot A^3 \cdot E_{lab} \cdot \sin^2 \Theta_{lab}}{A^4 \cdot A^{34} \cdot TKE_2}} \quad (6.7)$$

mit	v_{cm}	=	Geschwindigkeit des Schwerpunkts
	v_{lab}^3	=	Geschwindigkeit des Fragments im Labor
	v_{cm}^3	=	Geschwindigkeit des Fragments im Schwerpunktsystem
	Θ_{lab}	=	Streuwinkel im Laborsystem
	Θ_{cm}	=	Streuwinkel im Schwerpunktsystem
	E_{lab}	=	Einschußenergie im Laborsystem
	TKE_2	=	totale kinetische Energie des Ausgangskanals

$$\begin{array}{rcl}
 A^3 & = & \text{Masse des gestreuten Fragments} \\
 A^{34} & = & \text{totale Masse}
 \end{array}$$

Bei kleineren Winkeln tritt nur elastische Streuung auf. Normiert man nun in diesen Fällen die Zählrate auf den Rutherfordquerschnitt, so erhält man einen konstanten Faktor, mit dem man die jeweiligen Zählraten in den anderen Winkelbereichen lediglich noch multiplizieren muß. Beim Umrechnen auf andere Winkelbereiche muß man darauf achten, daß die Apertur der Ionenoptik immer konstant bleibt und daß die absolute Zählrate pro Zeiteinheit genau festgelegt ist. Diese Zählrate wird in der beschriebenen Meßanordnung durch die Monitore rechts und links vom Strahl bestimmt und geht als Faktor in die Querschnittsbestimmung ein. Mögliche Fehler durch Schwankungen in der Targetdicke oder des Teilchenstroms werden somit vermieden. Eine andere Möglichkeit der internen Normierung bieten die bei allen Winkeln ebenfalls bestimmten Streueignisse des ^{124}Sn . Für den überstrichenen Winkelbereich zeigte sich, daß der gesamte Sn-Peak jeweils elastisch gestreut wurde. Unter dieser Annahme fällt eine Aperturangleichung weg.

Die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte folgt dann für jeden Reaktionskanal aus der Integration der Transferwinkelverteilungen, von denen einige in Abb.6.22b und c exemplarisch dargestellt sind. Es wurde jeweils nur über den vermessenen Winkelbereich integriert. Da das Maximum der Verteilung für alle Ausgangskanäle erfasst wurde, liegt der aus dieser Einschränkung resultierende Fehler bei maximal 15%.

In Kap.5 wurde bereits darauf hingewiesen, daß der Neutronentransfer durch Isotopenkontaminationen des Targets verunreinigt sein könnte. Die elastische Streuung an den Kontaminanten kann im TKEL-Spektrum aufgrund der etwas höheren Energiedämpfung des 'wahren' Transfers abgetrennt werden. Abb.6.21 zeigt als Beispiel die Z=40-TKEL-Spektren für $\Theta_{lab}=25^\circ$. Die Querschnittswinkelverteilungen der gereinigten Neutronentransferkanäle sind in Abb.6.22b gezeigt.

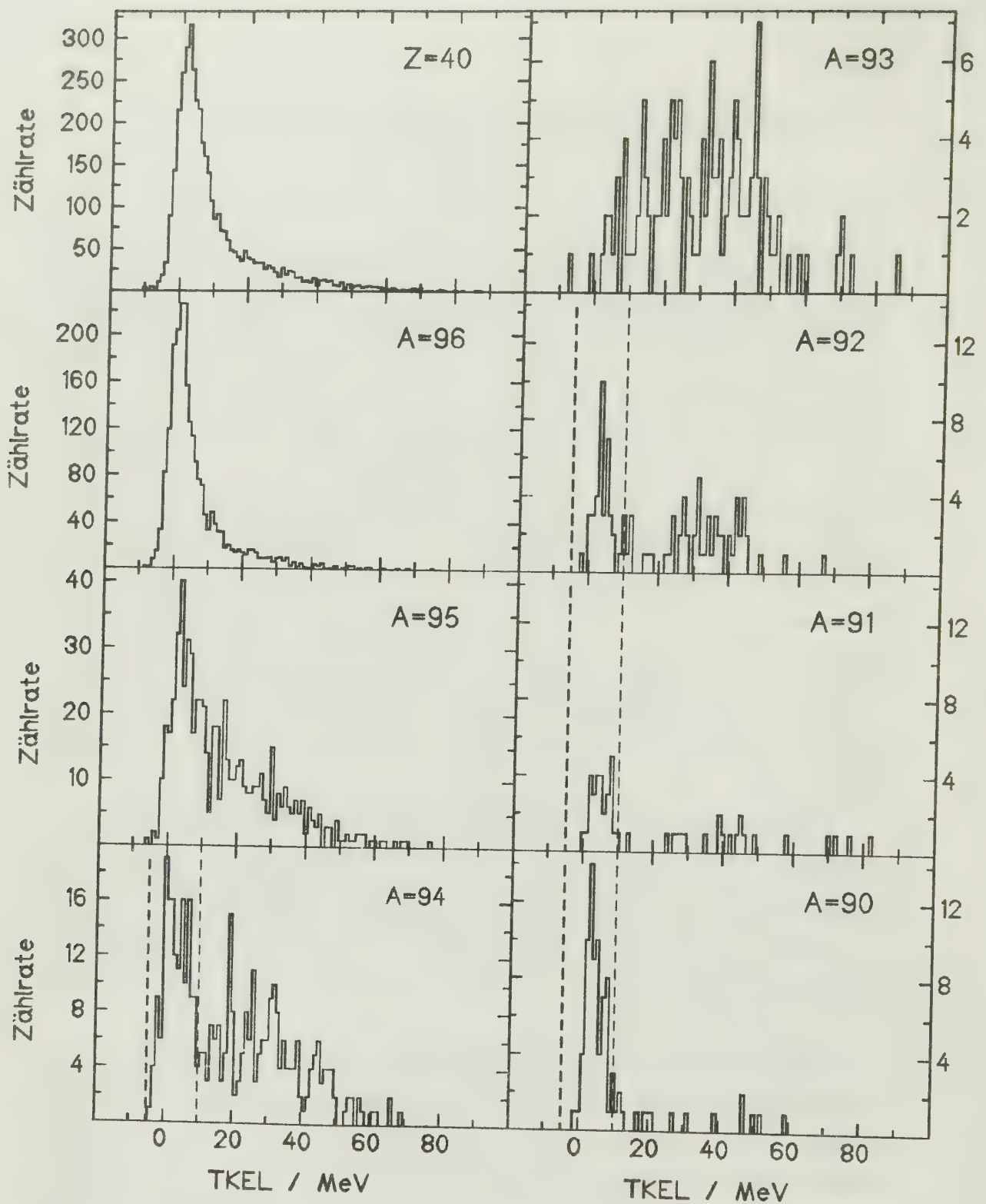


Abbildung 6.21: TKEL-Spektren für $Z=40$ bei $\Theta_{\text{lab}}=25^\circ$. Die um $\text{TKEL}=0$ gepeakte elastische Streuung in den kontaminierten Spektren $A=94, 92, 91$ und 90 wurde abgetrennt. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenzen. Im nicht eindeutigen Fall von $A=94$ wurde der Anteil geringster Energiedämpfung halbiert. Der daraus resultierende Fehler beträgt maximal 15%.

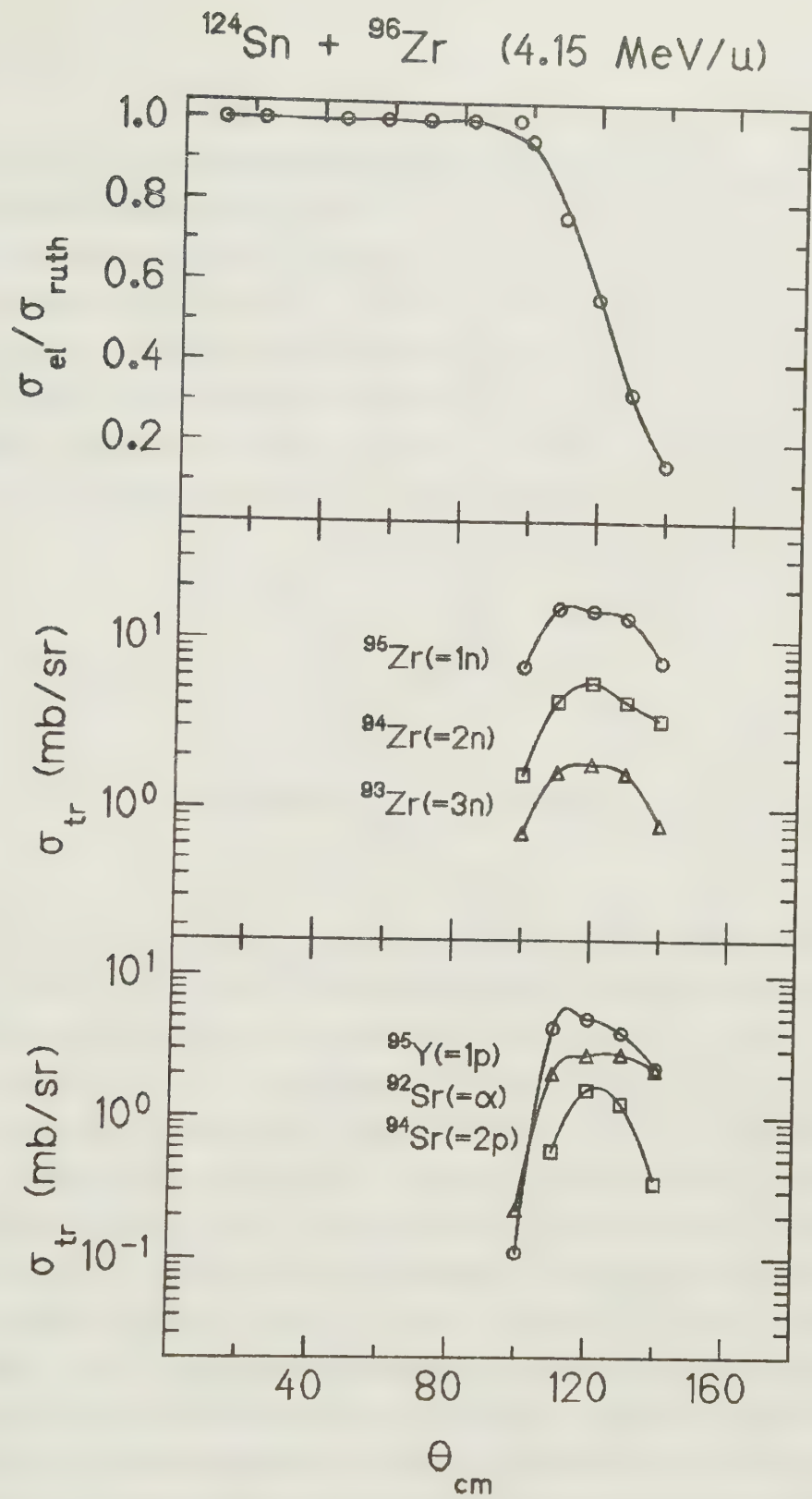


Abbildung 6.22: Winkelverteilungen der gemessenen Transferreaktionen. für das System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$. Dargestellt ist der Normierungsfaktor $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{ruth}}$ (a); (b) und (c) zeigen differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ für die dominanten Reaktionskanäle in mb/sr.

Die Prozedur zur Bestimmung der Spaltung muß getrennt behandelt werden. Abb.6.23 zeigt die aus der Konversion der Zählraten folgende Winkelverteilung für den Bereich $Z=42.5-47.5$. Daraus folgt ein über den gesamten Winkelbereich konstanter Wert für $\frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega_{cm}} \cdot \sin\Theta$ von 1.1 mb/sr. Unter Berücksichtigung des eingeschränkten Z -Bereichs und der daraus resultierenden Anpassung einer Fehlerfunktion (siehe Kap.6.4) entspricht dies einem konstanten Spaltquerschnitt von 2.2 mb/sr. Diese Konstanz deckt sich mit der Annahme einer $1/\sin\Theta$ - Abhängigkeit (bei genügend hohem Drehimpuls und nicht zu kleinen Winkeln) für die Winkelverteilung dieses Reaktionskanals. Es gilt daher

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{\sigma_0}{\sin\Theta} \quad (6.8)$$

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (6.9)$$

$$\sigma_{tot} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sigma_0}{\sin\Theta} \cdot \sin\Theta d\phi d\Theta \quad (6.10)$$

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 \cdot 2\pi^2 = 19.74 \cdot \sigma_0 \quad (6.11)$$

Daraus ergibt sich ein integraler Spaltquerschnitt σ_{fi} von etwa 40 ± 15 mb. Die Annahme systematischer Ansätze schlägt sich im großen Fehler nieder.

Die TKEL-Spektren haben gezeigt, daß nicht der gesamte Massenfluß, neben der Spaltung, rein quasielastische Kanäle bevölkert. Zur Querschnittsbilanz wurden die Ereignisse daher aufgrund ihres Energieverlustes dem quasielastischen bzw. dem tiefinelastischen Regime zugeordnet. Der Schnitt wurde bei dem in Kap.6.3 erläuterten Wert für die Coulombbarriere gesetzt. Dies entspricht im Mittel über den gesamten Winkelbereich einem Energieverlust von 12 ± 3 MeV. Aus dieser Definition folgen die Querschnitte σ_{tr} und σ_{di} . Abb.6.24 zeigt die Winkelverteilung für alle Ereignisse, die eine höhere Energiedämpfung als 12 MeV haben. Diese tiefinelastischen Reaktionen sind nicht am Grazing-Winkel gepeakt und werden daher im vermessenen Winkelbereich nicht vollständig erfasst. Eine Abschätzung, basierend auf der Annahme einer konstanten Verteilung von $\Theta_{cm}=130^\circ-180^\circ$, ergibt ein Querschnittsdefizit von 40 ± 10 mb. Dieser obere Grenzwert wurde in die Bilanz miteinbezogen.

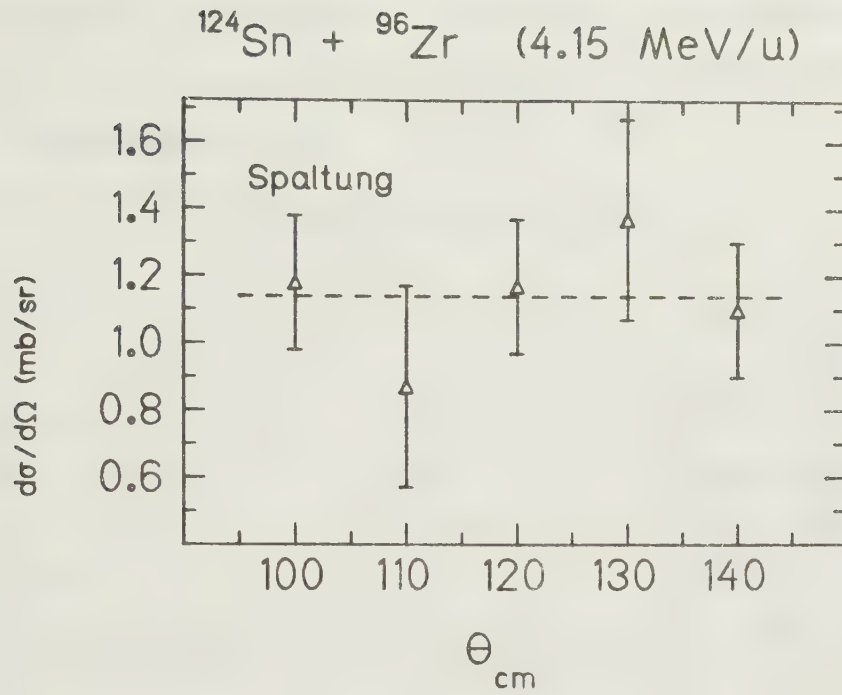


Abbildung 6.23: Winkelverteilung der spaltähnlichen Komponente.

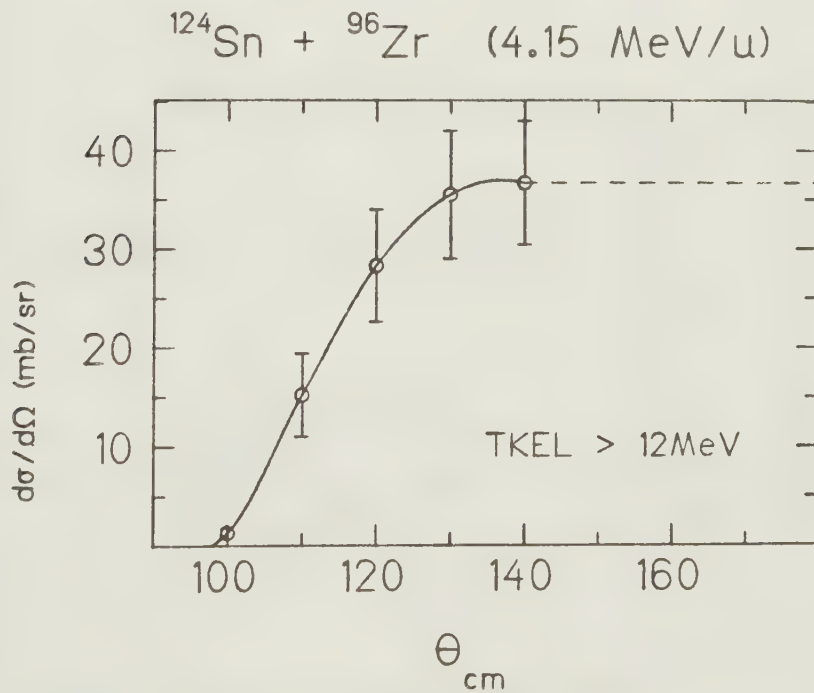


Abbildung 6.24: Winkelverteilung der tiefinealstischen Reaktionen. ($\text{TKEL} > 12 \text{ MeV}$).

Abb.6.25 zeigt die Winkelverteilungen für das leichte System $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Spaltung und tiefinelastischer Anteil sind hier vernachlässigbar und werden in der folgenden Bilanz lediglich als Grenzwerte angegeben.

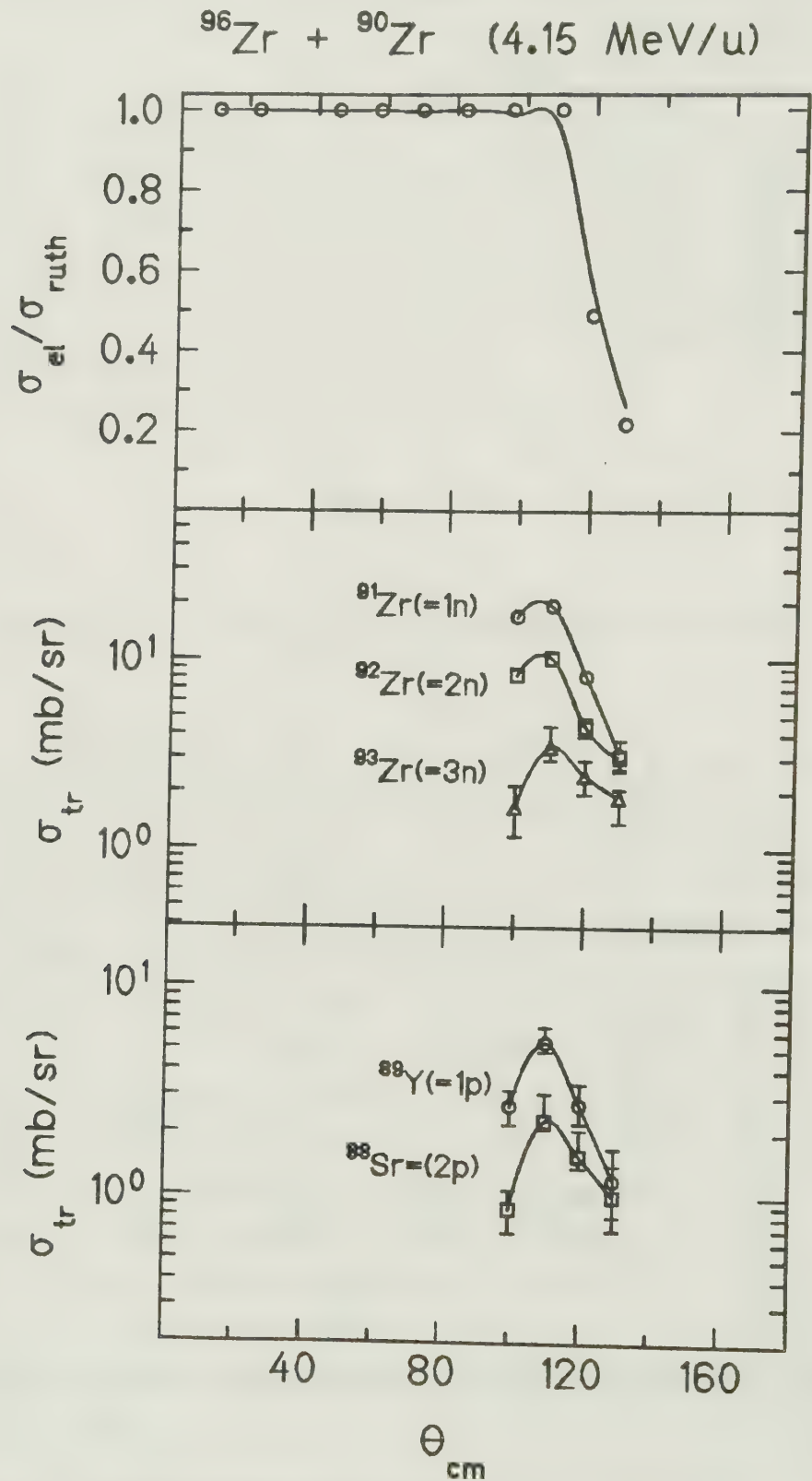


Abbildung 6.25: Winkelverteilungen der gemessenen Transferreaktionen für das System $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Dargestellt ist der Normierungsfaktor $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{ruth}}$ (a); (b) und (c) zeigen differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega$ für die dominanten Reaktionskanäle in mb/sr.

Zur Berechnung des Reaktionsquerschnittes ist es notwendig, das Verhältnis $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ zu bestimmen. Hierbei gilt

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{ruth}} = C \cdot \frac{N_{el}}{N_{mon}} \cdot e(\Theta) \cdot \sin^4 \frac{\Theta}{2} \quad (6.12)$$

Da dieses Verhältnis für die Sn-Ereignisse über den gesamten Winkelbereich, innerhalb eines Fehlers von 2%, gleich eins ist, kommt den in inverser Kinematik gestreuten Zr-Ereignissen besondere Bedeutung zu. Erst bei Winkeln $\Theta_{cm} \geq 100^\circ$ kann ein Abfall der $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ -Kurve beobachtet werden. Da zur Bestimmung des Reaktionsquerschnittes über das optische Modell an die elastische Streuung die Reinheit des elastischen Peaks Voraussetzung ist, wurde dazu übergegangen, das inelastische Tailing im elastischen Kanal durch Spiegelung der reinen Peakhälfte herauszufalten, siehe Abb.6.26. Hierbei muß man von einer symmetrischen Detektorresponse ausgehen. Prinzipiell sind durch die relativ schlechte Energieauflösung (FWHM = 7 MeV) niedrigliegende Anregungskanäle (2+,3-) nicht mehr vom rein elastischen Zustand zu trennen.

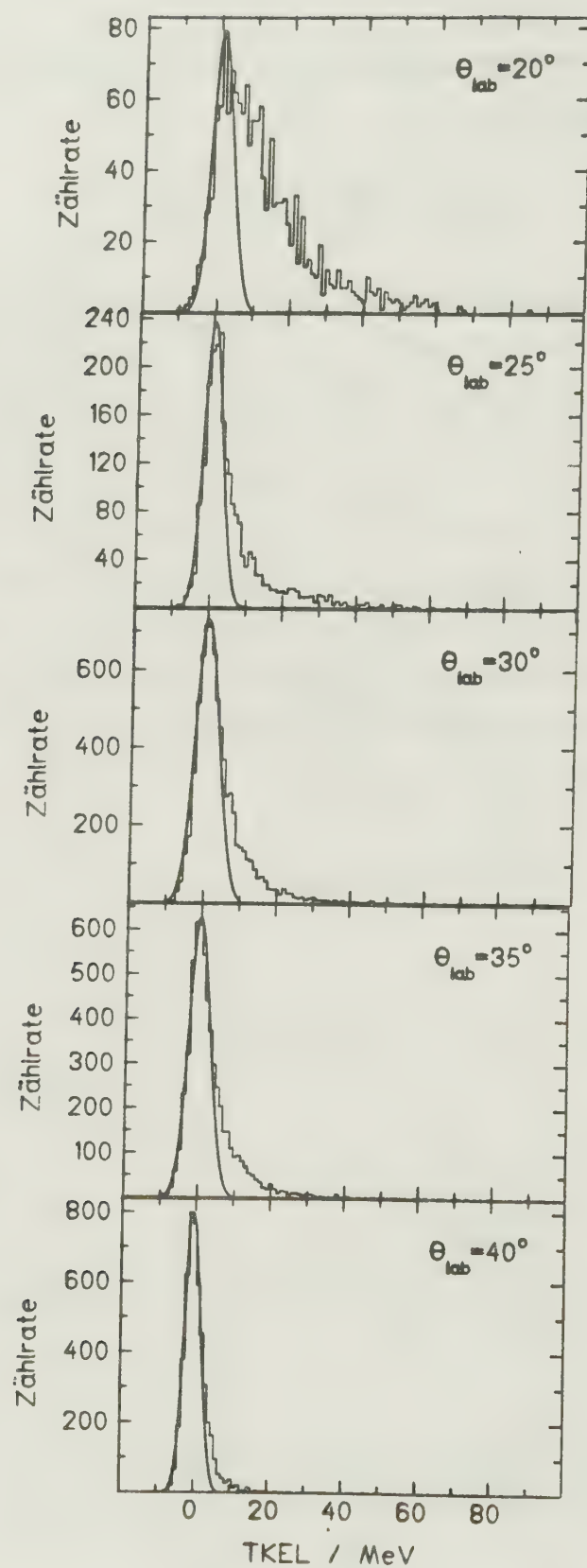


Abbildung 6.26: Faltung der reinen elastischen Streuung auf die Energieverteilung des ^{96}Zr in allen Winkelbereichen.

Mit dieser Methode ergaben sich folgende Werte für das Verhältnis $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$.

$\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ -Verhältnisse					
Streuprodukt	Θ_{lab}	Θ_{cm}	$\sigma_{ruth}(lab)$	$\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$	Fit
Sn	5	11.46	5407200	1.000	1.000
Sn	10	22.96	339230	1.000	1.000
Sn	20	46.22	21519	1.000	0.998
Sn	25	58.08	8912	1.010	1.000
Sn	30	70.23	4357	0.994	0.996
Sn	35	82.81	2394	1.020	1.000
Sn	40	96.13	1441	1.030	0.960
Zr	40	100	916.4	0.950	0.940
Zr	35	110	749.5	0.759	0.790
Zr	30	120	634.4	0.557	0.567
Zr	25	130	553.5	0.321	0.317
Zr	20	140	496.4	0.144	0.144

Tabelle 6.1: Winkelverteilung für $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ im System $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$.

Diese Winkelverteilung wurde mit dem optischen Modell angefitet. Das optische Potential besteht aus dem Coulombpotential und einem Woods-Saxon-Kernpotential mit Real- und Imaginärteil. Im Fit wurden lediglich die Randunschärfen a freigelassen, während die Radien fest vorgegeben wurden. Die resultierenden Parameter entsprechen denen der Reaktion $^{86}\text{Kr}+^{130}\text{Te}$, siehe Tab.6.2.

DWBA-Parametersatz							
Variable	V	V_I	A	A_I	R_0	R_{I0}	R_{C0}
Dim.	[MeV]	[MeV]	[fm]	[fm]	[fm]	[fm]	[fm]
$^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$	35	20	0.45	0.40	1.20	1.30	1.25
$^{96}\text{Zr}+^{90}\text{Zr}$	35	15	0.45	0.35	1.20	1.30	1.25

Tabelle 6.2: Parametersätze für das optische Modell.

Der Fit an die $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ -Kurve ist in Abb.6.22a dargestellt. Aus der Festlegung des Quarterpoints ergab sich ein Reaktionsquerschnitt von $\sigma_{reak}=430\pm100$ mb. Mit demselben Verfahren wurde der Reaktionsquerschnitt im System $^{96}\text{Zr}+^{90}\text{Zr}$ bestimmt (Abb.6.25a). Der Querschnitt beträgt hier $\sigma_{reak}=300\pm80$ mb. Mit Hilfe der berechneten Reaktionsquerschnitte ist es schließlich möglich, die auf der folgenden Seite dargestellte Querschnittsbilanz zu erstellen.

Im oberen Teil der Tabelle sind die dominanten Transferkanäle wiedergegeben. Der untere Teil stellt die eigentliche Bilanz dar. σ_t ergibt sich aus der Addition aller Transferkanäle (pickup und stripping), unter Berücksichtigung der auf S.96 beschriebenen Separation in tiefinelastische und quasielastische Reaktionen. Die Summe aus σ_{tr} , σ_{di} und σ_{fi} liefert den experimentellen Reaktionsquerschnitt σ_{reak} . Um diesen Wert mit den Berechnungen des optischen Modells vergleichen zu können, muß man, basierend auf der Aufteilung der Energiespektren für die Streuprodukte des Targets (Bsp.: Abb.6.26), die inelastische Anregung σ_{inel} berechnen. Die Summe aus σ_{inel} , σ_{reak} und den am SHIP gemessenen Verdampfungsrestkernquerschnitten σ_{fus} muß dann mit dem errechneten Wert σ_{reak}^{calc} vereinbar sein.

Der entscheidende Unterschied zwischen den Systemen liegt in der bevorzugten Bevölkering der Wenignukleonenkanäle im leichten System. Der gesamte 1n-Kanal übernimmt beispielsweise 50% des integralen Transferquerschnittes in der Reaktion $^{96}\text{Zr}+^{90}\text{Zr}$. Mit zunehmender Massivität des Systems öffnen sich komplexere Transferkanäle. Diese werden additiv zum streng quasielastischen Transfer bevölkert. Der Effekt wird in Tab.6.3 durch die Querschnitte einiger Ausläufer für das System $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ angedeutet.

Zum Vergleich der integralen Transferquerschnitte mit der in Kap.4 generierten Systematik (siehe Abb.7.1), ist es wiederum notwendig, eine Q- und E-Konversion durchzuführen. Dies führt im leichten System zu einer Absenkung des Querschnittes um etwa einen Faktor 1.3; während der Querschnitt des schweren Systems aufgrund seiner Q-Wert-Matrix und der für den Energieverlust im Target korrigierten Einschußenergie erhalten bleibt.

Querschnittsbilanz in [mb]		
Kanal	$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{96}\text{Zr}$	$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
$\sigma(1n)$	54.3 ± 5.0	40.2 ± 6.2
$\sigma(2n)$	17.6 ± 1.9	15.4 ± 1.9
$\sigma(3n)$	6.2 ± 1.2	4.3 ± 3.0
$\sigma(1p)$	14.0 ± 2.1	11.2 ± 1.9
$\sigma(2p)$	3.3 ± 0.8	5.7 ± 1.3
$\sigma(1p, 1n)$	10.68 ± 1.4	8.1 ± 2.0
$\sigma(1p, 2n)$	10.35 ± 1.8	6.0 ± 1.4
$\sigma(1p, 3n)$	4.8 ± 0.8	-
$\sigma(2p, 3n)$	7.0 ± 1.1	-
$\sigma(2p, 4n)$	5.2 ± 0.9	-
$\sigma(\alpha)$	8.8 ± 0.9	-
$\sigma(3p, 3n)$	2.7 ± 0.5	-

σ_{tr}	205 ± 20	122 ± 20
σ_{di}	60 ± 20	≤ 20
σ_{fis}	40 ± 10	≤ 10
$\sigma_{reak}^{\#}$	305 ± 30	160 ± 30
σ_{fus}^0	≤ 2	15 ± 5
$\sigma_{inel}^{\%}$	67 ± 10	84 ± 20
$\sigma_{reak}^{calc,+}$	430 ± 100	300 ± 80
σ_{tr}^*	205 ± 20	95 ± 20

Tabelle 6.3: Die einzelnen Transferquerschnitte beziehen sich jeweils auf den pickup-Kanal für das schwere System und den stripping-Kanal für das leichte System. Diese Kanäle sind dominant, da der Transfer jeweils stark gerichtet ist.

$\#$ gemessener Reaktionsquerschnitt ohne inelastische Anregung.

0 Verdampfungrestkernquerschnitte nach Sahm und Keller et al.

$\%$ inelastische Anregung aus den Energiespektren für Targetstreuung.

$^+$ DWBA-Fit an die elastische Streuung, siehe Abb.6.22 bzw. 6.25.

* Transferquerschnitt nach Q-Wert und Energie-Konversion.

Kapitel 7

Vergleich beider Experimentreihen

In beiden Experimentreihen, denen zwei völlig unterschiedliche physikalische Methoden zugrundelagen, wurden vergleichbare Ergebnisse erzielt. Sowohl in der Größenordnung des integrierten Reaktionsquerschnittes, als auch in der Verteilung auf die verschiedenen Reaktionskanäle sind die Resultate untereinander konsistent. Die aus den Magnetspektrometerversuchen folgende vollständige kinetische Information bestätigt die Ergebnisse der γ -offline-Messungen. Der Vorteil optimaler Auflösung in Z und A wurde durch Festlegung der Energieinformation entscheidend ergänzt.

In Bezug auf das Transferverhalten bestätigen die Messungen am Zr den steilen Anstieg im Wirkungsquerschnitt, der aufgrund der Kr-Experimente postuliert wurde, siehe Abb.7.1. Relevant scheint hierbei zum einen ein makroskopischer Trend, der dazu führt, daß es trotz differierender Systeme und damit unterschiedlicher Kernstruktur nicht zu entscheidenden Verschiebungen im globalen Anstieg kommt; zum anderen scheinen mikroskopische Effekte den generellen Verlauf zu strukturieren. Dies wird insbesondere am leichten Abfall vom $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Te}$ zum $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ offensichtlich. Sowohl unterhalb der Schwelle $Z_1 Z_2 = 1600$ als auch oberhalb $Z_1 Z_2 = 2000$ wird der Transfer vom Q -Wert bestimmt. Aus einer konstanten Q_{gg} -Matrix folgt also unter Berücksichtigung der variierenden Geometrie ein konstanter Gesamttransferquerschnitt, unabhängig vom System. Die sich im Gegensatz dazu ergebende Strukturierung der Gesamtkurve fordert daher einen mikroskopischen Ansatz zur Deutung des Phänomens.

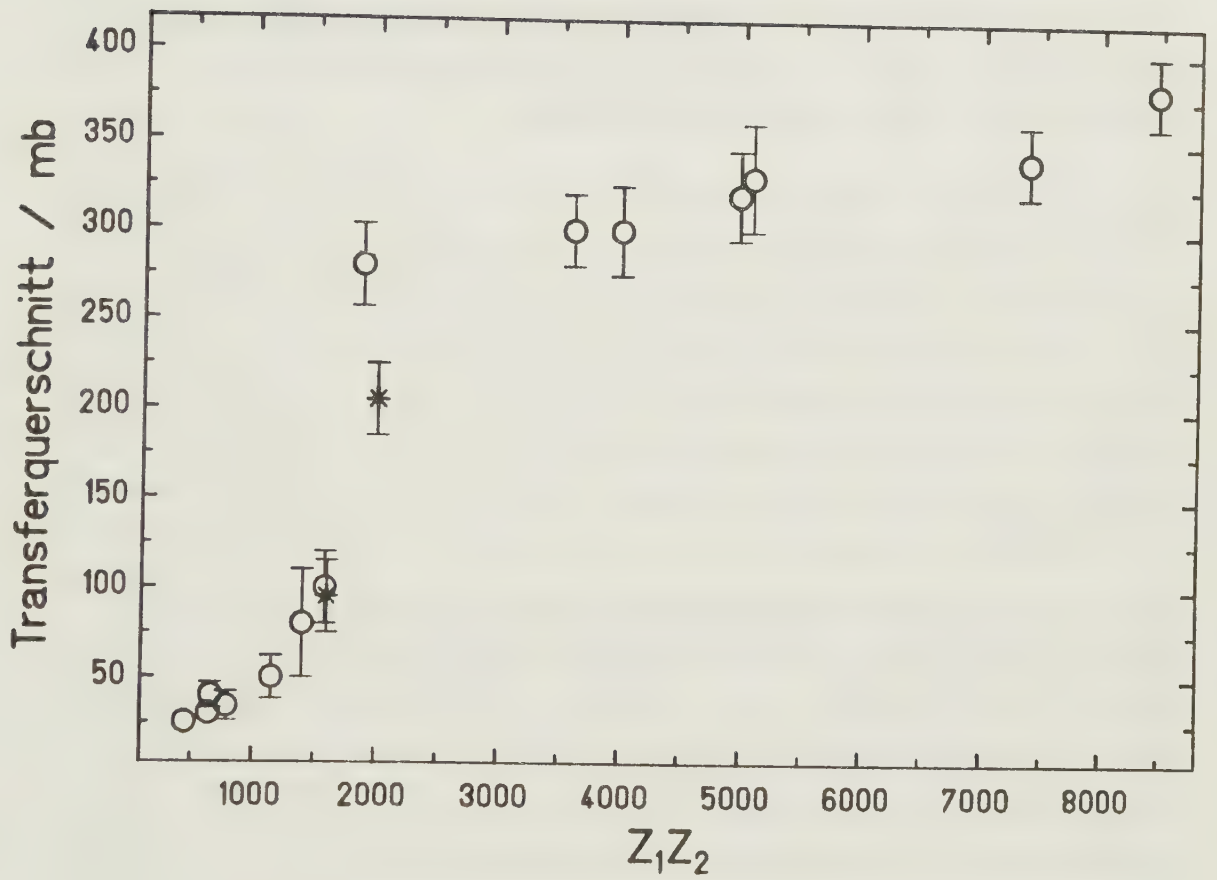


Abbildung 7.1: Systematik des Transferquerschnittes in Schwerionenreaktionen.
 Abb.4.1 wurde durch die zwei gekennzeichneten Punkte erweitert.

Die Reaktionsquerschnittsbilanz wird in den schweren Stoßsystemen vom überhöhten Transferkanal dominiert. Die Messung des Energieverlustes betont jedoch eindringlich den dynamischen Übergang zwischen den verschiedenen Reaktionsmechanismen im Bereich einsetzender Fusionsbehinderung. Kanäle mit großer Energiedämpfung und dementsprechend langer Kontaktzeit werden jedoch nicht in dem von makroskopischen Reibungsmodellen vorausgesagten Maß gebildet. Vielmehr findet sich der Hauptanteil des umverteilten Reaktionsquerschnittes in Wenignukleonenkanälen wieder. Man muß also davon ausgehen, daß auch Trajektorien mit sehr kleinem Impactparameter in quasielastische Kanäle zurückgestreut werden, obwohl die untersuchten Systeme noch ein wohldefiniertes Pocket besitzen. Dieser Punkt wird in Kap.8 diskutiert.

Kapitel 8

Diskussion und Theorie der Transfersystematik

Der Vergleich unserer Systematik mit Transferdaten höherer Einschußenergie deutet daraufhin, daß der Effekt mit zunehmender Energie verschwindet. Die Messungen von Rehm et al. [REH 86] zeigen, daß nach Erreichen der Sättigung in der Transferanregungsfunktion, also ab etwa 20% oberhalb der Bass-Barriere, der steile Anstieg in ein lineares, streng Q-Wert-abhängiges Verhalten übergeht. Bei konstantem Q-Wert ergibt sich lediglich noch ein flacher Anstieg durch wachsenden Oberflächenüberlapp. Bei niedrigeren Energien hingegen scheint dieses Verhalten durch Potentialeffekte im Z_1Z_2 -Grenzbereich stark beeinflußt zu werden.

Theoretische Arbeiten auf quantenmechanischer Basis deuten daraufhin, daß das Potential wesentlich von mikroskopischen Effekten im Valenznukleonenbereich bestimmt wird [STE 86,ESB 87]. Henning et al. [BEG 86] haben postuliert, daß der Austausch weniger Nukleonen das Wechselwirkungspotential entscheidend verändert. Hierbei kann man aus gemessenen Winkelverteilungen den Wechselwirkungsabstand beim Transfer berechnen. Es zeigt sich, daß der Transfer streng in einem internuklearen Bereich an der Oberfläche der überlappenden Kerne lokalisiert ist. Dieser Bereich dehnt sich nur über etwa 1 fm aus. Dies führt zu einem wohldefinierten Austauschterm im Realteil des Potentials, den man berechnen kann, indem man den quasi-resonanten Austausch von Nukleonen im Rahmen einer Schwerionenstreuung behandelt. Man geht also davon aus, daß die mittlere freie Weglänge für Nukleonenaustausch wesentlich kleiner ist als die Wechselwirkungsregion. Somit erhält man ein Pocket von einigen MeV Tiefe,

welches im R-Raum an der Stelle maximaler Transferwahrscheinlichkeit lokalisiert ist. Dieses Phänomen bestätigen auch gekoppelte Kanalrechnungen, die ausserhalb der Absorptionsgrenze attraktive Potentialterme im Imaginärpotential voraussagen [IOA 85].

Andere Coupled-Channel-Rechnungen auf Basis der ursprünglichen DWBA (CCBA) haben ergeben, daß die Fusion und der Transfer im Subbarrieren-Bereich stark gekoppelt sind. Es gibt Evidenz dafür, daß die Population durch Transfer in energetisch tiefliegende Niveaus, die einen ausgewählten Q-Wert bzw. eine hohe Kopplungsstärke aufweisen, zum einen zu relevanten Energieabhängigkeiten des Potentials an der Barriere [NAG 85], und zum anderen zu starken Strukturierungen in der Fusionsanregungsfunktion bei niedrigen Einschussenergien [PEN 83] führen kann. Bei höheren Einschussenergien (ab $E/B=1.15$) entkoppeln sich die Zustände wieder.

Das diesen CC-Rechnungen zugrunde liegende optische Potential beschreibt die elastische Streuung und daraus den Reaktionsquerschnitt der jeweiligen Kollision. Der Imaginärteil dient hierbei zur Beschreibung der Absorption, also aller Nukleonenaustauschreaktionen. Imaginär- und Realteil sind durch die Dispersionsrelation miteinander verknüpft [NAG 85]. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, die Kanalkopplung wirken zu lassen.

- Macht man das Potential energieabhängig, so bleibt die absorptive Wechselwirkung kurzreichweitig, das heisst das attraktive reale Kernpotential steigt an der Barriere sprunghaft an. Dies führt über die Dispersionsrelation zu einem starken Abfall im Imaginärteil [NAG 85].
- Läßt man das Potential energieunabhängig, so wird die Absorption langreichweitig. Dies führt dazu, daß das Maximum der Absorptionsstärke für symmetrische Systeme ausserhalb des Wechselwirkungsradius liegt. Das System entscheidet also schon vor Erreichen der Barriere ob es Nukleonen austauscht oder nicht [UDA 85].

Beide Ansätze führen an der Coulombbarriere zu einer starken Abhängigkeit der Fusion von angekoppelten Einteilchenzuständen. Es scheint daher sinnvoll,

auch den Effekt des raschen Transferanstiegs auf mikroskopische Einteilchenprozesse zurückzuführen.

Das ursprüngliche Bild der Fusionsbehinderung geht von einem adiabatischen Ansatz aus. Nach der relativ schnellen Halsausbildung zwischen den beiden Stoßpartnern setzen Reibung und Viskosität als makroskopisch verlangsamende Prozesse ein. Die Stoßzeit wird derart vergrößert, daß man den Gesamtprozeß adiabatisch betrachten muß. Diese adiabatischen Näherungen führen zu Potentialen (Bsp.: Brink-Stancu-Potential [BRI 75]), die die Abhängigkeit des Transfers von $Z_1 Z_2$ als lineare Funktion beschreiben [BER 87].

In neuerer Zeit wurden speziell an der GSI Theorien entwickelt, die von diabatischen Ansätzen ausgehen [NOE 85, ROZ 86]. Grund hierfür sind die diabatischen Einteilchenbewegungen im Anfangsstadium einer Schwerionenreaktion. Erst mit voranschreitender Wechselwirkungszeit beziehungsweise höherer Geschwindigkeit der Teilchen durch zunehmende Einschußenergie kommt es zu einem adiabatischen Regime, das durch Zwei-Körper-Dissipation charakterisiert ist.

Der Einfluß einzelner Einteilchenzustände macht sich insbesondere im Bereich sehr flacher Potentialtaschen (Pockets) bemerkbar. Dieses Phänomen tritt im Bereich einsetzender Fusionsbehinderung auf, da unterhalb $Z_1 Z_2 = 1600$ die Repulsivität der Coulombkraft noch nicht über die Stärke verfügt, um das attraktive Kernpotential entscheidend zu schwächen. Oberhalb $Z_1 Z_2 = 2000$ muß man davon ausgehen, daß aufgrund zunehmender Coulombkräfte kein Pocket mehr vorhanden ist, sodaß alle einlaufenden Trajektorien in Transferkanäle gestreut werden (siehe Kap. 4.) Im Bereich zwischen $Z_1 Z_2 = 1600-2000$ kann man jedoch noch von einem flachen Pocket ausgehen. Um diabatische Effekte zu beobachten, muß die Wechselwirkungszeit kleiner als die Relaxationszeit sein. Die Wechselwirkungszeit hängt entscheidend von der Tiefe des Pockets und der Einschußenergie ab. Bei höheren Energien wird der diabatische Einfluß auf das Potential irrelevant, da die Wechselwirkungszeit mit Erhöhung der Einschußenergie zunimmt. Somit wird die gesamte kinetische Energie dissipiert, wodurch Zwei-Teilchen-Dissipation jeden anderen Effekt überlagert.

Modellbeispiel für den Einfluß an der Coulombbarriere sei das System $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$. Die DDD-Theorie (dissipative diabatic dynamics) [LUK 86, NOE 85]

zeigt, daß man ausgehend von einzelnen Kernniveaus des Eingangskanals den resultierenden 'extrapush' für Fusion gut beschreiben kann. Entscheidend ist in diesem Fall die halbgefüllte $h\ 11/2$ -Neutronenschale im ^{124}Sn . Da diese Schale mit den sechs Valenzneutronen exakt halbgefüllt ist, zeichnet sich der im Feld des Kollisionspartners sechsfach gesplittete Zustand durch Ausbildung größtmöglicher Teilchen-Loch-Anregungen aus. Mittels dieser diabatischen Anregungen läßt sich unter der Voraussetzung, daß man die Einteilchenbesetzungswahrscheinlichkeit während der Annäherung der Kerne festhält, die diabatische Verschiebung der Barriere berechnen. Diese Größe ist gleichbedeutend mit der extrapush-Energie.

Dies gilt nur bei Systemen mit flachem Potentialverlauf, bei denen diese Effekte nicht durch ein adiabatisches Potential überdeckt werden, das heißt das adiabatische Potential muß innerhalb des Kontaktpunktes sehr schwach sein ($\text{pocket} \leq 5\text{ MeV}$).

Diese Methode wurde für alle am SHIP gemessenen Systeme angewandt. Die Übereinstimmung ist verblüffend gut [QUI 88]. Durch diese Art der Rechnung ist es erstmals möglich, Struktureffekte in den Fusionsquerschnitten nachzuvollziehen. Der generelle Trend, der schon aus der adiabatischen Theorie [SWI 81] resultierte, wird somit entscheidend modifiziert. Welchen Einfluß hat nun diese Art der Anregung auf den Transfer?

Durch die Teilchen-Loch-Anregung wird für die einlaufenden Trajektorien die Barriere formal erhöht. Dies führt bei niedrigen Einschußenergien dazu, daß Trajektorien, die den Kontaktpunkt normal passieren würden, an dem durch Anregung gestärkten Potential zurückgestreut werden. Der Formalismus ist reversibel. In diesem qualitativen und sehr schematischen Bild werden also durch Rückstreuung von der Barriere verstärkt Transferkanäle populierte, bevor die Kerne tiefen Kontakt miteinander haben. Die quantitative Berechnung dieses diabatischen 'Abprallens' ist ausgesprochen aufwendig, da man die Methode von bloßen Einteilchenrechnungen auf Mehr-Teilchen-Anregung adaptieren muß. Abschätzungen bestätigen jedoch den gemessenen Transferanstieg.

Aus den in $\text{Kr}+\text{Te}$ und in $\text{Sn}+\text{Zr}$ bestimmten Querschnitten für spaltähnliche Produkte (ca. 30 mb in beiden Fällen) läßt sich zudem folgern, daß gewisse Trajektorien zwar die Barriere überschritten haben und somit für eine gewisse

Kontaktzeit einen beträchtlichen Nukleonenfluß austauschen konnten, die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess aber gegenüber den Annahmen extrem reduziert ist. Man kann also auch in diesem Zusammenhang von einer Behinderung sprechen. Daraus folgt, daß neben dem komplexesten Kanal, der Fusion, die in der Hierarchie der Schwerionenreaktionen (s. Kap.1) folgende Region der Spaltfragmentbildung ebenfalls eine Behinderung aufweist.

Die Reaktionen mit mittlerer Energiedämpfung (tiefinelastischer Transfer) lassen eine einfache Entscheidung, ob das System die Barriere überwunden hat, nicht zu. Die Stoßpartner können sowohl durch Überschreiten der Barriere und daran anschließende Reibung während der Kontaktzeit, als auch durch Reibung vor der Barriere (Oberflächenreibungsmodell [FRB 84]) Energie verloren haben. Aufschluß hierüber müsste eine detailliert gemessene Winkelverteilung geben, da die Ausgangstrajektorien dieser beiden Mechanismen aufgrund des unterschiedlichen Kerndichteüberlapps verschieden sind. Die am Magnetspektrometer bestimmten Winkelverteilungen sind jedoch gerade für Ereignisse mit mittlerem Energieverlust unvollständig (siehe Abb.6.25), da bei großen Vorwärtswinkeln die Dominanz der elastischen Zählrate des Projektils zu einer Überlastung der begrenzten Aufnahmekapazität der Ionisationskammer bei langer Meßzeit führt. Die Statistik des inelastischen Prozesses bei Winkeln $\leq 20^\circ$ ist jedoch derart gering, daß eine lange Meßzeit unerlässlich ist. Daraus ergeben sich Perspektiven für anschließende Experimente, wobei sich wiederum von den beiden in dieser Arbeit angewandten Meßprinzipien ausgehen ließe. Zum einen ist es möglich die überhöhte elastische Streuung nach der Separation durch den Magnetspektrometer mittels vor der Ionisationskammer einzufahrender Schlitze abzutrennen, zum anderen kann man den Bereich der tiefinelastischen Reaktionen mit einer Catcherfolie abdecken, die nach dem Experiment radiochemisch aufgearbeitet und schließlich γ -spektroskopisch vermessen wird. Eine wohldefinierte Messung des Winkelbereichs von $\Theta_{lab}=0^\circ$ bis 20° würde zu einer geringeren Ambiguität in der Querschnittsbilanz führen. Generell läßt sich jedoch an den gemessenen Querschnittsbilanzen belegen, daß die Wahrscheinlichkeit für tiefinelastische Reaktionen gegenüber dem quasielastischen Transfer ebenfalls deutlich reduziert ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es Evidenz für das Verschwinden der

Fusionskomponente auch in Systemen mit wohldefinierter liquid-drop-Barriere des Compoundkerns gibt. In diesen Systemen ist die Fusionsbehinderung korreliert mit einem steilen Anstieg im integralen quasielastischen Transferquerschnitt. Die Korrelation geht bis zum $1n$ -Kanal, der in diesen symmetrischen Systemen den dominanten Reaktionskanal darstellt. Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß die dynamische Fusionsbehinderung bereits einsetzt bevor die Stoßpartner die Barriere erreichen. Dies wird neben der DDD-Theorie auch noch durch die Absorptionstheorie [UDA 85] und das makroskopische Oberflächenteibungsmodell [FRB 84,FRB 88] gestützt.

Literaturverzeichnis

- [ABU 72] A.Y. Abul Magd, K. El-Abed und M. El-Nadi,
Phys. Lett. 39B, 166 (1972)
- [ARM 85] P. Armbruster,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35, 135 (1985)
- [ART 71] A.G. Artukh, V.V. Avdeichikov, J. Erő, G.F. Gridnev, V.L. Mikheev,
V.V. Volkov und J. Wylczynski,
Nucl. Phys. A160, 511 (1971)
- [BAC 85] B.B. Back,
Phys. Rev. C31, 2104 (1985)
- [BAS 80] R. Bass,
Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer, Berlin, 1980
- [BAS 79] R. Bass,
Proceedings of the Symp. on Fus. Reac. with HI Springer, Berlin, 1980,
S. 281
- [BEC 85] M. Beckerman,
Phys. Rep. 129, 145 (1985)
- [BEL 84] R. Bellwied,
Diplomarbeit, Universität Mainz, 1984
- [BEG 86] A.M. van den Berg, W. Henning, L.L. Lee, K.T. Lesko, K.E. Rehm,
J.P. Schiffer, G.S.F. Stephans und F.L.H. Wolfs,
Phys. Rev. Lett. 56, 572 (1986)

- [BEG 88] A.M. van den Berg, W. Henning, L.L. Lee, K.T. Lesko, K.E. Rehm,
J.P. Schiffer, G.S.F. Stephans und F.L.H. Wolfs,
Nucl. Phys. C37, 178 (1988)

- [BER 87] D. Berdichevsky und W. Reisdorf,
Z. Phys. A327, 217 (1987)

- [BLO 86] J.P. Blocki, H. Feldmeier und W.J. Swiatecki,
Nucl. Phys. A459, 145 (1986)

- [BOC 82] R. Bock, Y.T. Chu, M. Dakowski, A. Gobbi, E. Grosse, A. Olmi, H.
Sann, D. Schwalm, U. Lynen, W. Müller, S. Bjørnholm, H. Esbesen,
W. Wölflü und E. Morenzoni,
Nucl. Phys. A388, 334 (1982)

- [BRI 75] D.M. Brink, F. Stancu,
Nucl. Phys. A243, 175 (1975)

- [DEB 86] F.W.N. deBoer, H.J. Wollersheim, H. Emling, H. Grein, E. Grosse,
W. Spreng, G. Eckert, T.W. Elze, K. Stelzer und C. Lauterbach,
Z. Phys. A325, 572 (1986)

- [ESB 87] H. Esbensen und S. Landowne,
Phys. Rev. C35, 2090 (1987)

- [FRA 79] G. Franz, J.V. Kratz, W. Bröchle, H. Folger, B. Häfner,
Z. Phys. A291, 167 (1979)

- [FRB 84] P. Fröbrich,
Phys. Rep. 116 337 (1984)

- [FRB 88] P. Fröbrich,
Contribution to Symp. on HI at the barrier, Legnaro 1988, Springer
Verlag, in Vorbereitung

- [FRE 84] H. Freiesleben und J.V. Kratz,
Phys. Rep. 106, 1 (1984)

- [GAG 86] H. Gäggeler, W.Brüchle, M. Brügger, M. Schädel, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz, M. Lerch, T. Blaich, G. Herrmann, N. Hildebrand, N. Trautmann, D. Lee, K.J. Moody, K.E. Gregorich, R.B. Welch, G.T. Seaborg, D.C. Hoffman, W.R. Daniels, M.M. Fowler und H.R. von Gunten,
Phys. Rev. C 33, 1983 (1986)
- [GER 87] T. Gerl,
Dissertation, Universität Heidelberg, 1987
- [GLE 83] N.K. Glendenning,
Direct Nuclear Reactions, Academic Press 1983
- [GRE 82] C. Gregoire,
Nucl. Phys. A 387, 37c (1982)
- [GUN 71] R. Gunnink, J.B. Niday,
UCRL-51061 Report 1971
- [HEN 88] W. Henning,
GSI-preprint GSI-88-28 (1988)
- [HEN 87] W. Henning,
Trajektorienrechnungen, private Mitteilung 1987
- [IOA 85] A.A. Ioannides, R.S. Mackintosh
Phys. Lett. B 161, 43 (1985)
- [KEL 86] J.G. Keller, K.H. Schmidt, F.P. Heßberger, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H.G. Clerc und C.C. Sahm,
Nucl. Phys. A 452, 173 (1986)
- [KEL 87] H. Keller, R. Bellwied, K. Lützenkirchen, J.V. Kratz, W. Brüchle, H. Gäggeler, K.J. Moody, m. Schädel und G. Wirth,
Z. Phys. A 328, 255 (1987)
- [LUE 86] K. Lützenkirchen,
Nucl. Phys. A 452, 351 (1986)

- [LUK 86] A. Lukasiak, W. Nörenberg,
GSI-preprint GSI-86-36, 1986
- [MER 85] M.C. Mermaz, R. Dayras, J. Barrette, B. Berthier, D.M. de Castro
Rizzi, O. Cisse, R. Legrain, A. Pagano, E. Pallacco, H. Delagrange,
W. Mittig, B. Heusch, G. Lanzano und A. Palmeri,
Nucl. Phys. A441, 129 (1985)
- [MOT 75] A. Bohr und B.R. Mottelson,
Nuclear Structure Vol.II, Benjamin Inc., London 1975
- [MUE 88] G. Münzenberg,
Reports on Progress in Physics, in Vorbereitung 1988
- [NAG 85] M.A. Nagarajan, C.C. Mahaux und G.R. Satchler,
Phys. Rev. Lett. 54, 1136 (1985)
- [NOE 85] W. Nörenberg,
GSI-preprint GSI-85-48, 1985
- [OGA 75] Y.T. Oganessian, A.S. Ilyinov, A.G. Denim und S.P. Tretyakova,
Nucl. Phys. A239, 353 (1975)
- [PEN 83] R. Pengo, D. Evers, K.E.G. Löbner, U. Quade, K. Rudolf, S.J. Skorka,
I. Weidl,
Nucl. Phys. A411, 255 (1983)
- [PIP 78] S.C. Pieper und M.H. Macfarlane,
Argonne National Laboratory No. Report ANL 76-11, 1978
- [PUE 79] F. Pühlhofer,
Contribution to the Study Weekend on *Use of Magnetic Spectrometers*
in *Nucl. Phys. Daresbury*, March 1979
- [POI 78] J. Poitou, R. Lucas, J. Girard und H. Nifenecker,
Nucl. Instr. Meth. 153, 181 (1978)
- [QUI 88] B. Quint,
Dissertation, TH Darmstadt 1988

- [REH 86] K.E. Rehm,
ANL-Preprint PHY-4778-HI-86, 1986
- [REI 84] W. Reisdorf,
HIVAP-code, private Mitteilung 1984
- [REI 84] W. Reisdorf,
FUSEX-code, private Mitteilung 1985
- [REI 85] W. Reisdorf, F.P. Heßberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.H. Schmidt, W.F.W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz, K. Schlitt, C.C. Sahm,
Nucl. Phys. A444, 154 (1985)
- [REI 86] W. Reisdorf,
GSI-preprint GSI-86-32, 1986
- [REI 87] W. Reisdorf,
private Mitteilung 1987
- [REI 88] W. Reisdorf,
HEEWEE-code, private Mitteilung 1988
- [ROZ 86] P. Rozmej und W. Nörenberg,
Phys. Lett. B177, 278 (1986)
- [SAH 80] C.C. Sahm, H. Schulte, D. Vermeulen, J. Keller, H.G. Clerc, K.H. Schmidt, F.P. Hessberger und G. Münzenberg,
Z. Phys. A297, 241 (1980)
- [SAH 85] C.C. Sahm, H.G. Clerc, K.H. Schmidt, W. Reisdorf, P. Armbruster, F.P. Hessberger, J.G. Keller, G. Münzenberg und D. Vermeulen,
Nucl. Phys. A441, 316 (1985)
- [SCL 84] K. Schlitt,
Diplomarbeit, Universität Mainz, 1984
- [SCO 85] R. Schmoll,
Diplomarbeit, Universität Mainz, 1985

- [SCU 83] D. Schüll,
Lect. Notes in Phys., Springer Verlag Berlin Vol.178, 80 (1983)
- [SIG 86] C. Signorini,
Contribution to the IUPAP-conference, Harrogate 1986
- [SKO 88] S.J. Skorka,
Contribution to Symp. on HI at the barrier, Legnaro 1988, Springer Verlag, in Vorbereitung
- [STE 86] S.G. Steadman und H. Esbensen,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36, 649 (1986)
- [SWI 81] W. Swiatecki,
Phys. Scripta 24, 113 (1981)
- [SWI 82] W. Swiatecki,
Nucl. Phys. A376, 275 (1982)
- [TOK 85] J. Toke, R. Bock, G.X. Dai, A. Gobbi, S. Gralla, K.D. Hildenbrand,
J. Kuzminski, W.F.J. Müller, A. Olmi, H. Stelzer, B.B. Back und S.
Bjornholm
Nucl. Phys. A440, 27 (1985)
- [UDA 85] T. Udagawa, B.T. Kim und T. Tamura,
Phys. Rev. C32, 124 (1985)
- [VID 77] F. Videbaek, R.B. Goldstein, L. Grodzins, S.G. Steadman, T.A. Belote
und J.D. Garrett
Phys. Rev. C15, 954 (1977)
- [VIO 66] V.E. Viola und G.T. Seaborg,
J. Inorg. Nucl. Cem. 28, 697 (1966)
- [VOL 82] V.V. Volkov,
JINR P7-82-661, Dubna 1982

- [WIR 86] G. Wirth, W. Brüche, M. Brügger, Fan Wo, K. Sümmerer, F. Funke,
J.V. Kratz, M. Lerch, N. Trautmann,
*Phys. Lett. B*177, 282 (1986)
- [WOL 87] F.L.H. Wolfs, W. Henning, K.E. Rehm und J.P. Schiffer,
*Phys. Lett. B*196, 113 (1987)

An dieser Stelle sei all jenen gedankt, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. J.V. Kratz danke ich für die interessante Themenstellung und die zahlreichen Diskussionen.

Herrn Dr. W. Reisdorf danke ich dafür, daß er mein Interesse an der Physik geweckt, gefördert und manchmal durch unglaubliches Verständnis einem 'ahnungslosen' Chemiker gegenüber über das gesamte Projekt hinweg erhalten hat. Außerdem hat er mit seinen Ideen und seinen Programmen ganz wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. G. Wirth danke ich für die sinnvollen und weiterführenden Diskussionen im Laufe der Arbeit.

Der restlichen Kernchemie-Gruppe sei für die rege Teilnahme an meinen frühen Strahlzeiten gedankt.

Der Magnetspektrometer-Crew danke ich für die Möglichkeit mich in physikalisches Neuland einzuarbeiten und für ihre Unterstützung während der Strahlzeiten.

Meinen Zimmerkollegen in Mainz, H. Rimke und H. Gietz, danke ich für das freundschaftliche Klima über lange Jahre.

Mein besonderer Dank gilt schließlich Ralf und Petra in Mainz und Kerstin und Doris in Darmstadt für die schöne Zeit.

